

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Thèse

présentée à l'université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE
Spécialité : Physique des particules

par

Benjamin TROCMÉ

SUJET :

Détermination de l'énergie du faisceau du LEP à l'aide des événements $Z\gamma$
et mesures de couplages à trois bosons de jauge neutres
dans l'expérience ALEPH.

Soutenue le 23 avril 2001 devant la commission d'examen

Alain BLONDEL	<i>rapporteur</i>
Jacques COLAS	
Daniel DECAMP	<i>président</i>
Pierre LUTZ	
Marie Noëlle MINARD	<i>directeur de thèse</i>
Roberto TENCHINI	<i>rapporteur</i>
Pippa WELLS	

Table des matières

1	La physique à LEP2.	7
1.1	Le Modèle Standard.	7
1.1.1	Particules et interactions fondamentales	7
1.1.2	Le mécanisme de Higgs	8
1.1.3	Le lagrangien électrofaible du Modèle Standard.	9
1.2	Processus observés à LEP2	11
1.2.1	Les événements $Z\gamma$	11
1.2.2	Les événements W^+W^-	12
1.2.3	Les autres événements.	14
1.3	Les générateurs d'événements.	15
1.3.1	Le générateur KK2f.	15
1.3.2	L'hadronisation: partie perturbative.	18
1.3.3	La fragmentation.	19
1.3.4	Simulation du bruit de fond.	20
2	La mesure de la masse du boson W.	23
2.1	Intérêt de la mesure.	23
2.1.1	Le schéma de soustraction sur la couche de masse (OMS).	24
2.1.2	Les contributions QED aux corrections radiatives.	24
2.1.3	Les contributions faibles aux corrections radiatives.	27
2.1.4	Conséquences sur la masse du Higgs.	28
2.2	Les mesures expérimentales.	28
2.2.1	La mesure au Tevatron: exemple de $D\emptyset$	28
2.2.2	La mesure au seuil de production à Aleph.	30
2.2.3	La mesure par reconstruction directe à Aleph.	31
2.3	Perspectives pour le futur.	35
2.3.1	Précision de la mesure finale de LEP.	35
2.3.2	Impact sur les paramètres du Modèle Standard.	37

3	Les couplages à trois bosons de jauge neutres.	39
3.1	Approche lagrangienne.	39
3.1.1	Contributions du lagrangien électrofaible.	39
3.1.2	Modélisation des couplages neutres.	40
3.1.3	Restauration de l'unitarité.	42
3.2	Interprétation en termes de nouvelles physique.	44
3.2.1	Conséquences des contraintes d'unitarité.	45
3.2.2	Les boucles fermioniques dans le Modèle Standard. . .	45
3.2.3	Contributions dans le cadre du MSSM.	46
3.2.4	Contributions d'un fermion lourd.	46
3.2.5	Conclusion.	47
3.3	La mesure de couplage au Tevatron.	47
4	Le collisionneur LEP.	49
4.1	Description générale.	49
4.1.1	Guidage et focalisation.	50
4.1.2	Compensation des pertes synchrotron.	51
4.2	Notions de physique des accélérateurs.	51
4.2.1	Energie du faisceau, rayonnement synchrotron. . . .	51
4.2.2	Oscillations transverses, synchrotron.	52
4.2.3	Dispersion instantanée en énergie.	53
4.2.4	Energie du faisceau et énergie dans le centre de masse. .	54
4.2.5	Fonctionnement à une fréquence non centrale.	55
4.2.6	La procédure de rampe.	56
4.3	Mesure de l'énergie du faisceau.	56
4.3.1	Modèle.	56
4.3.2	La méthode de dépolarisation résonante.	57
4.3.3	La mesure à l'aide du spectromètre.	59
4.3.4	Les mesures de fréquences synchrotron.	61
4.4	Mesure de l'énergie du faisceau pour Aleph.	62
4.4.1	Erreurs systématiques.	62
4.4.2	Cas de l'expérience Aleph.	63
4.5	Conclusion.	67
5	Le détecteur Aleph.	69
5.1	Description générale.	69
5.2	Les détecteurs de traces.	71
5.2.1	Le détecteur de micro vertex (VDET).	71
5.2.2	La chambre interne à traces (ITC).	72
5.2.3	La chambre à projection temporelle (TPC).	73
5.2.4	Reconstruction et performances finales.	74

5.3	La calorimétrie.	75
5.3.1	Le calorimètre électromagnétique (ECAL).	75
5.3.2	Calorimètre hadronique (HCAL).	77
5.3.3	Identification des photons dans le Ecal.	77
5.4	Moniteurs de luminosité.	78
5.5	L'algorithme de flux d'énergie.	79
6	Sélection des événements $Z\gamma$.	81
6.1	Préliminaire cinématique.	81
6.2	Le cas des événements hadroniques.	86
6.2.1	Présélection.	86
6.2.2	Traitement des photons.	87
6.2.3	Contrainte en deux jets.	89
6.2.4	Résumé.	90
6.2.5	Reconstruction cinématique.	91
6.2.6	Performances de la sélection.	93
6.3	Le cas des événements muoniques.	96
6.4	Conclusion.	98
7	Détermination de l'énergie dans le centre de masse.	101
7.1	La méthode d'ajustement repondéré.	101
7.1.1	Principe.	101
7.1.2	Rappels sur la notion de pseudo-expérience.	103
7.1.3	Linéarité de la méthode.	104
7.2	Analyse entre 189 GeV et 207 GeV.	105
7.3	Vérifications.	107
7.3.1	Position du vertex.	107
7.3.2	Ajustement avec les seules traces chargées.	111
7.3.3	Recherche d'un effet géométrique.	111
7.3.4	Energie du photon.	115
7.3.5	Contenu en quarks b des jets.	115
7.4	Erreurs systématiques relatives à LEP.	117
7.4.1	Non égalité de l'énergie des faisceaux.	117
7.4.2	Non collinéarité des faisceaux.	118
7.4.3	Dispersion de l'énergie dans le temps.	120
7.4.4	Dispersion instantanée de l'énergie.	120
7.4.5	Résumé.	121
7.5	Erreurs systématiques relatives au détecteur.	122
7.5.1	Incertitudes sur les traces chargées.	122
7.5.2	Résolution angulaire des jets.	123
7.5.3	Biais angulaire des jets.	124

7.5.4	Corrections en énergie des jets.	128
7.5.5	Simulation des calorimètres.	128
7.5.6	Résolution et biais angulaires des muons.	130
7.5.7	Résumé.	133
7.6	Erreurs systématiques relatives à la méthode.	134
7.6.1	Statistique Monte Carlo.	134
7.6.2	Non repondération du bruit de fond.	134
7.6.3	Influence de la coupure sur x	136
7.6.4	Influence de la largeur des intervalles X_j	137
7.6.5	Modélisation ISR.	138
7.6.6	Fragmentation.	141
7.6.7	Résumé.	142
7.7	Discussion des erreurs systématiques.	143
7.7.1	Résumé.	143
7.7.2	Comparaison avec la mesure de la masse du W.	143
7.8	Conclusion.	146
7.8.1	Aleph et les autres collaborations LEP.	146
7.8.2	Perspectives futures.	147
8	Mesure de couplages à trois bosons neutres.	149
8.1	Signature des couplages anormaux.	149
8.2	Mesures des couplages.	154
8.3	Cas particulier du couplage h_4^γ à 188.6 GeV.	156
8.3.1	Analyse sur les données réelles.	156
8.3.2	Comparaison avec l'erreur attendue.	159
8.3.3	Justification du choix de variables cinématiques.	160
8.4	Mesures des couplages entre 189 GeV et 207 GeV.	163
8.4.1	Analyse à une dimension.	163
8.4.2	Estimation des erreurs systématiques.	164
8.4.3	Analyse à deux dimensions.	169
8.5	Comparaisons avec les autres expériences LEP.	171
8.6	Conclusion.	173
A	Représentations d'événements $Z\gamma$.	177
	Bibliographie	182

Introduction.

Entre 1989 et 1995, le collisionneur électron-positron LEP a fonctionné à une énergie dans le centre de masse proche de la résonance du Z. Grâce à la grande quantité de Z produits (presque 17 millions au total!!), les paramètres du Modèle Standard ont pu être mesurés très précisément (voir par exemple [1]); ainsi, parmi les résultats marquants, la masse du Z a été mesurée à 2 MeV près (soit 0.02% en précision relative), l'existence de trois (et seulement trois) neutrinos légers fut prouvée, la masse du sixième quark fut prédite précisément quelques années avant sa découverte au Tevatron en 1995.

À partir de 1995, la deuxième phase -dénommée "LEP2"- a consisté en une augmentation progressive de l'énergie dans le centre de masse, avec un maximum de 104.5 GeV par faisceau atteint en 2000, dernière année de prise de données. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse a ainsi permis une production importante de bosons W, dont la détermination précise de la masse est un objectif majeur de LEP2. Les processus $Z\gamma$, qui font l'objet de ce mémoire, apparaissent comme un moyen de réduire une des erreurs systématiques dominantes dans cette détermination.

En outre, LEP2 opérant à des énergies jusqu'alors jamais atteintes par un collisionneur à leptons, il présente un fort potentiel de découverte de nouvelle physique, par exemple à travers la mesure des couplages de bosons neutres dans les mêmes événements $Z\gamma$. Ces deux approches d'analyse des événements $Z\gamma$ seront abordées dans ce mémoire.

Après un premier chapitre général consacré aux processus physiques observés à LEP2 ainsi que leur simulation, sont explicitées les motivations pour une mesure directe de la masse du boson W. La situation expérimentale, ainsi que les perspectives à court terme, sont ensuite présentées. L'importance d'une détermination précise de l'énergie dans le centre de masse est particulièrement mise en perspective, les techniques de mesures étant quant à elles détaillées au chapitre 4. Au chapitre 3, est introduit le formalisme de lagrangien effectif utilisé dans la mesure des couplages à trois bosons de jauge

neutres; les interprétations en termes de nouvelles physiques sont également données.

La description du dispositif expérimental se compose des chapitres 4 et 5 relatifs aux collisionneur LEP et détecteur Aleph. Le chapitre 6 présente quant à lui les sélections des événements $Z\gamma$ dans les canaux hadronique et muonique, qui sont utilisées dans les analyses des deux derniers chapitres. Ainsi, le chapitre 7 détaille une détermination alternative de l'énergie dans le centre de masse pour les données enregistrées entre 1998 et 2000. Alors que cette dernière est principalement contrainte par la position du pic de retour radiatif, la mesure de la section efficace de production, ainsi que l'observation des caractéristiques cinématiques du photon radié permet de rechercher d'éventuels couplages anormaux à trois bosons de jauge neutres; cette analyse est détaillée au chapitre 8.

Chapitre 1

La physique à LEP2.

Après un bref rappel relatif aux symétries utiles à la construction du lagrangien du Modèle Standard, sont présentés les principaux processus observés à LEP2; les événements de retour radiatif au pic du Z, constituant le signal des analyses des chapitres 7 et 8, sont particulièrement détaillés. Leur simulation Monte Carlo par le programme KK2f -interfacé aux schémas d'hadronisation Jetset ou Herwig- est ensuite décrite, une attention spéciale étant portée aux mécanismes de radiation dans l'état initial.

1.1 Le Modèle Standard.

1.1.1 Particules et interactions fondamentales

Douze fermions, constituants élémentaires de la matière, ont jusqu'à aujourd'hui été observés. Ils se répartissent en six quarks (u, d, s, c, b, t) et six leptons ($e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$ ¹).

Chaque fermion est représenté par un spineur qui intervient dans le lagrangien décrivant son évolution. L'hypothèse principale du Modèle Standard consiste en l'invariance du lagrangien sous un certain nombre de transformations de jauge locale[3].

- la première d'entre elles est l'invariance sous les transformations du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. On associe ainsi à chacun des 3 générateurs de $SU(2)_L$ une constante de couplage g et un champ vectoriel W^i . De même, le champ B assure l'invariance sous les transformations de jauge de $U(1)_Y$, g' étant la constante de couplage correspondant. Ces quatre champs sont -à un changement de base près- les champs physiques

1. bien que la nécessité de son existence ait été admise depuis plus de 25 ans, le ν_τ ne fut mis en évidence qu'en 2000 par l'expérience Donut à Fermilab[2].

associés aux bosons responsables de l'interaction faible (Z, W^+, W^-), et de l'interaction électromagnétique (le photon).

- l'invariance sous les transformations de $SU(3)_C$ est à l'origine de l'interaction forte, responsable de la cohésion des hadrons. Les huit bosons associés sont dénommés gluons. Le nombre quantique correspondant est appelé couleur et ne concerne que les quarks, les leptons ne se couplant pas aux gluons.

Trois des quatre forces élémentaires sont donc décrites par le Modèle Standard; un traitement similaire de la quatrième (la gravitation, avec son boson médiateur associé le graviton) existe théoriquement sous différentes formes mais aucune évidence expérimentale n'a encore été observée.

1.1.2 Le mécanisme de Higgs

A ce point de la théorie, il apparaît que les bosons doivent être de masse nulle, sous peine de briser l'invariance de jauge locale du lagrangien. Ceci implique pour l'interaction faible d'avoir une portée infinie (comme l'interaction électromagnétique), ce qui est contredit par l'expérience. Nous reverrons que les bosons W et Z ont en effet des masses respectives autour de 80 GeV et 91 GeV. Cette apparente contradiction est en fait résolue par le mécanisme de Higgs, qui introduit un nouveau champ scalaire[3]. Bien que ce dernier respecte toujours l'invariance de jauge, l'état d'énergie minimale brise la symétrie du sous groupe de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ responsable de l'interaction faible. Cela a pour effet d'allouer aux bosons de jauge W et Z une masse non nulle.

A ce nouveau champ scalaire, est associé un nouveau boson neutre H (dit de Higgs), dont la masse n'est pas prédite par le Modèle Standard. De même que pour les bosons, l'introduction de termes de masses pour les fermions aurait également pour conséquence la brisure de symétrie du lagrangien. L'hypothèse de l'existence de couplages de Yukawa entre le boson de Higgs et les fermions permet à nouveau de contourner cette difficulté.

Néanmoins, malgré tous ses attraits, l'existence du boson du Higgs n'a toujours pas été prouvée, en dépit de recherches approfondies aussi bien au LEP, qu'au Tevatron; seule une limite inférieure sur sa masse égale à 113.3 GeV a pu être assignée[4]. S'il n'est pas découvert au Tevatron, une réponse définitive sur ce point devrait être apportée grâce au LHC: le collisionneur proton-proton sera en effet capable de le découvrir -si il existe-, quelque soit sa masse.

1.1.3 Le lagrangien électrofaible du Modèle Standard.

Le lagrangien décrivant l'évolution des fermions et des bosons dans le cadre de la théorie électrofaible peut se décomposer en trois termes distincts:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{cinétique} + \mathcal{L}_{interaction} + \mathcal{L}_{masse/Higgs}$$

Chaque contribution est décrite ci dessous.

~**Le terme d'énergie cinétique.**

Le terme $\mathcal{L}_{cinétique}$ correspond à l'énergie cinétique des champs de jauge:

$$\mathcal{L}_{cinétique} = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

avec la définition des différents tenseurs:

$$\vec{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (1.1)$$

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.2)$$

On rappelle à cet effet la relation avec les champs physiques responsables des interactions faibles (W^+ , W^- , et Z) et électromagnétique (A):

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{1\mu} - iW_{2\mu}) \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{1\mu} + iW_{2\mu}) \\ Z_\mu &= \cos(\theta_W)W_{3\mu} - \sin(\theta_W)B_\mu \\ A_\mu &= \sin(\theta_W)W_{3\mu} + \cos(\theta_W)B_\mu \end{aligned}$$

où θ_W désigne l'angle de mélange défini par:

$$\tan(\theta_W) = \frac{g'}{g}$$

Le calcul explicite du lagrangien permet de mettre en évidence l'existence de couplages à trois ou quatre bosons de jauge, due à la présence du terme $\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu$, comme cela est détaillé au chapitre 3.

~**Le terme d'interaction entre fermions et bosons de jauge.**

L'expression du terme d'interaction entre fermions et bosons de jauge distingue les cas où les fermions sont d'hélicité droite ou gauche. En effet, tandis que les fermions d'hélicité droite sont invariants sous les transformations de $SU(2)_L$ ², ceux d'hélicité gauche sont regroupés en doublets d'isospin faible.

2. cette propriété explique l'indice L désignant le mot "Left" signifiant "gauche" en anglais.

Ainsi, le lagrangien décrivant les fermions d'hélicité droite étant invariant quand on applique une transformation de jauge, il n'est pas nécessaire de créer des champs W_i pour conserver l'invariance de jauge. Ces fermions ne se coupleront donc pas aux champs W_i . Ces derniers se coupleront en revanche avec les fermions d'hélicité gauche afin de conserver cette invariance.

Le lagrangien est ainsi de la forme:

$$\mathcal{L}_{interaction} = \bar{L}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau W_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)L + \bar{R}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)R$$

où L désigne un doublet de fermions d'hélicité gauche et R un singlet de fermions d'hélicité droite.

On souligne enfin que les deux types de fermions se couplent avec le champ B, et par conséquent avec le photon et le Z. En revanche, les bosons W^\pm s'exprimant dans la seule base $(W_1; W_2)$ n'interagiront pas avec les fermions droits.

Un résumé des nombres quantiques des fermions est donné dans le tableau 1.1, où I désigne l'isospin, I_3 sa troisième composante, Y l'hypercharge associé au champ B, et Q la charge électrique. On rappelle également la relation:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

Leptons	I	I_3	Y	q	Quarks	I	I_3	Y	q
$\nu_e \ \nu_\mu \ \nu_\tau$	1/2	1/2	-1	0	$u_L \ c_L \ t_L$	1/2	1/2	1/3	2/3
$e_L^- \ \mu_L^- \ \tau_L^-$	1/2	-1/2	-1	-1	$d_L \ s_L \ b_L$	1/2	-1/2	1/3	-1/3
					$u_R \ c_R \ t_R$	0	0	4/3	2/3
$e_R^- \ \mu_R^- \ \tau_R^-$	1/2	-1/2	-2	-1	$d_R \ s_R \ b_R$	0	0	-2/3	-1/3

TAB. 1.1 – *Résumé des caractéristiques des fermions d'hélicités gauche(G) et droite(R).*

~Les termes de masses et de couplages avec le boson de Higgs.

Il a déjà été mentionné que l'introduction d'un champ de Higgs permettait la génération de la masse des bosons responsables de l'interaction faible, ainsi que celle des fermions. Le lagrangien a alors la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse/Higgs} = & |(i\partial_\mu - q\frac{1}{2}\tau W_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi|^2 - V(\phi) + \\ & (G_1\bar{L}\phi R + G_2\bar{L}\phi_c R) + (hermit.conjugué) \end{aligned}$$

On remarque que les processus sont très différents: l'existence d'une masse non nulle pour les bosons W^\pm et Z est la seule conséquence de la dérivée covariante du champ scalaire de Higgs. En revanche, la génération de la masse pour les fermions suppose l'existence de couplages de Yukawa dont les constantes sont caractéristiques de chaque fermion, et directement reliées à la masse.

1.2 Processus observés à LEP2

Grâce au lagrangien du Modèle Standard, dont la construction a été brièvement rappelée à la section précédente, il est possible de déduire les règles de Feynman et ainsi prévoir les différents graphes observables à LEP2. Je commencerai par décrire ceux directement -ou indirectement- étudiés dans ce mémoire (le processus $Z\gamma$ et la production de paires de W), puis mentionnerai ceux entrant dans la composition du bruit de fond.

1.2.1 Les événements $Z\gamma$.

Comme déjà évoqué, le LEP après six ans de prise de données au pic du Z a vu son énergie dans le centre de masse augmenter pour finalement atteindre 209 GeV en 2000. Néanmoins, même à haute énergie, la production de Z dans la voie s demeure très élevée, un (ou plusieurs) photon(s) réel(s) étant émis dans l'état initial, ramenant ainsi l'énergie dans le centre de masse aux alentours de 91 GeV (figure 1.1). Ce photon est communément appelé "photon de retour au Z " ou "photon ISR" (de l'anglais Initial State Radiation). Le Z se désintègre ensuite en une paire fermion-antifermion quelconque (à l'exception de top-antitop, cinématiquement inaccessible).

La figure 1.1 montre l'importance du processus avec retour au pic du Z par rapport à celui sans émission de photons ISR (aussi appelé processus à haute énergie) à l'énergie dans le centre de masse de 188.6 GeV. Dans ce cas, on observe un retour au pic du Z dans environ 70% des cas. Une telle amplitude pourrait paraître en contradiction avec le fait que le graphe de Feynman le décrivant est une correction d'ordre (α), alors que le processus à haute énergie correspond à un simple diagramme en arbre. Il n'en est en fait rien, la faible probabilité d'émission d'un photon dans l'état initial étant compensée par l'importance de la résonance du Z . On rappelle à cet effet que la section efficace à 200 GeV du processus à haute énergie est environ 2000 fois moins élevée que celle de production du Z au pic, comme l'illustre la figure 1.2.

L'importance du processus de retour radiatif est également remarquable sur

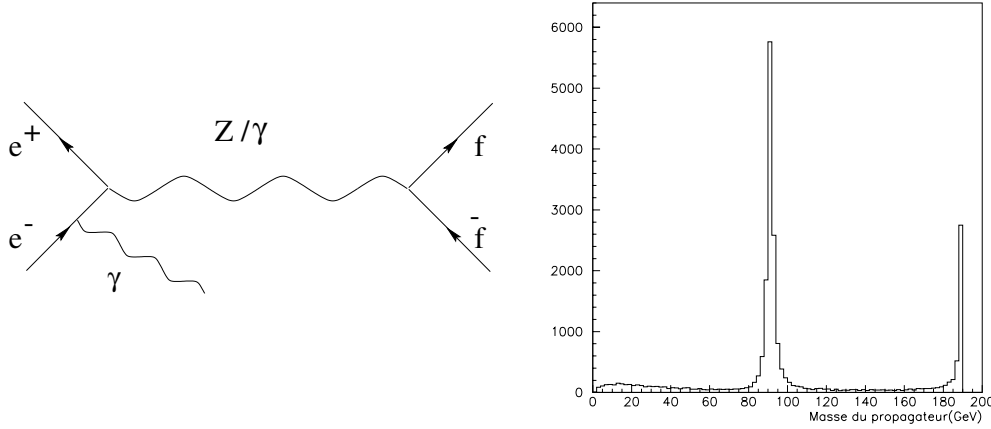


FIG. 1.1 – *A gauche : le processus $Z\gamma$. A droite : distribution de la masse du propagateur (Monte Carlo à 188.6 GeV) pour le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$.*

cette même figure, en considérant la coupure sur $\sqrt{s'}/s$, rapport de la masse invariante des fermions finaux par l'énergie dans le centre de masse. Ainsi, les traits pointillés ($\sqrt{s'}/s > 0.9$) correspondent à la section efficace exclusive, n'incluant pas le retour radiatif; ce dernier est seulement pris en compte dans la section efficace inclusive représentée par les traits pleins ($\sqrt{s'}/s > 0.1$). Leurs mesures expérimentales par la collaboration Aleph sont également indiquées, montrant un bon accord avec les prédictions du Modèle Standard[5]. Par la suite, nous étudierons les événements $Z\gamma$ à travers deux approches différentes:

- en déterminant la position du pic du retour au Z, il est possible de contraindre fortement l'énergie dans le centre de masse, qui est une des principales sources d'erreur systématique dans la mesure de la masse du boson W (voir chapitre 2).
- dans environ 15% des cas, le photon est émis avec une impulsion transverse suffisante pour être observé par le détecteur. Ses caractéristiques cinématiques (et notamment son angle) sont alors sensibles à l'existence de nouvelle physique à des échelles d'énergie très supérieures (voir chapitre 3).

1.2.2 Les événements W^+W^- .

Les bosons W sont produits à LEP2 principalement par paire. Cela explique pourquoi il a fallu atteindre une énergie dans le centre de masse supé-

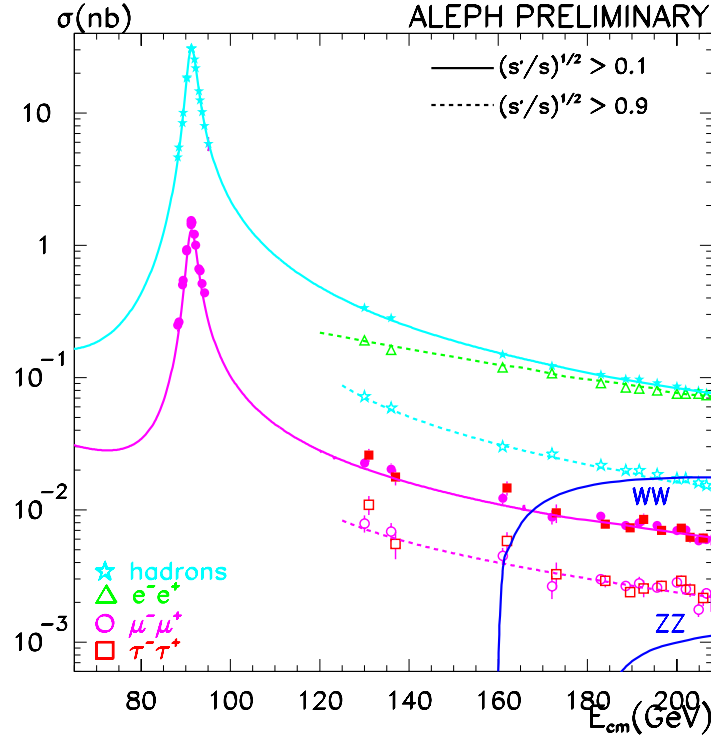


FIG. 1.2 – *Section efficace de production des processus difermions, WW et ZZ .*

rieure à 160 GeV pour les observer, la dernière mesure de masse donnant[1]:

$$M_W = 80.448 \pm 0.034 \text{ GeV}$$

Les diagrammes à l'ordre le plus bas, au nombre de 3, sont indiqués sur la figure 1.3 et sont appelés CC03. Le boson W se désintègre en éléments du même doublet d'isospin faible: un quark et un antiquark ou un lepton chargé et son neutrino associé.

On distinguera par la suite le canal hadronique avec deux paires quark-antiquark dans l'état final, le canal semileptonique où un W se désintègre en quark-antiquark et l'autre W en lepton et son neutrino associé, et enfin le canal leptonique caractérisé par deux désintégrations leptoniques.

La masse du W étant un des paramètres fondamentaux du Modèle Standard, sa mesure directe est un objectif majeur de LEP2.

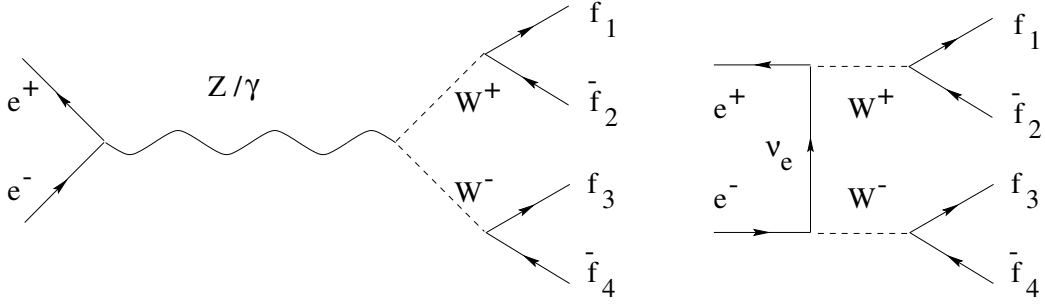


FIG. 1.3 – Diagrammes de production de paires de W^+W^- à l'ordre le plus bas. Ces diagrammes sont appelés “CC03”.

1.2.3 Les autres événements.

Outre les deux processus précédemment décrits, beaucoup d'autres sont observés à LEP2. Par la suite, ils interviendront principalement en tant que bruit de fond. Parmi les principaux résumés sur la figure 1.4, on soulignera notamment la prépondérance des processus Zee et WW. Les sections efficaces sont quant à elles représentées sur la figure 1.2.

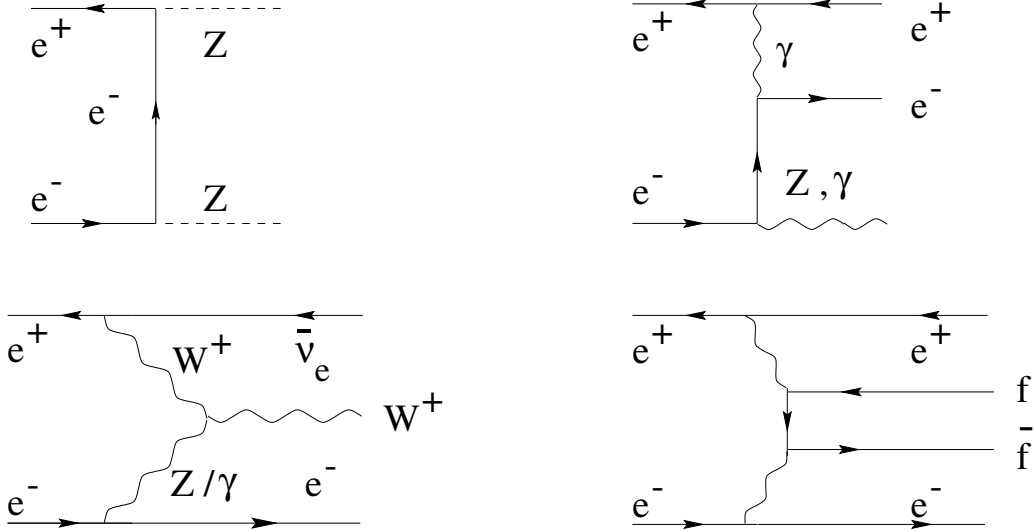
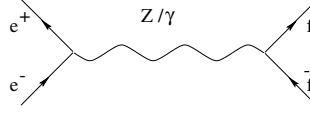


FIG. 1.4 – De gauche à droite et de haut en bas: graphes (sans les produits de désintégration) des processus ZZ, Zee, $W\bar{e}\nu$, $\gamma\gamma$.

FIG. 1.5 – *Diagramme en arbre de production de paires de fermions.*

1.3 Les générateurs d'événements.

La simulation Monte Carlo est réalisée dans Aleph en plusieurs étapes bien distinctes. Après génération du processus physique consécutif à la collision e^+e^- , la réponse du détecteur est simulée par le programme “Galeph”; l'événement Monte Carlo est ensuite traité par les programmes de reconstruction et d'analyse “Julia” et “Alpha”, au même titre qu'une donnée réelle. Nous insisterons dans cette partie sur la première étape, les incertitudes reliées à la théorie étant non négligeables dans notre étude.

Dans le cas des événements $Z\gamma$, le programme KK2f[6][7][8] génère les processus avec dans l'état final deux fermions (muons, taus ou quarks) éventuellement accompagnés de photons. La production de quarks est suivie par le mécanisme d'hadronisation pris en charge par les programmes Jetset ou Herwig.

Nous évoquerons enfin rapidement les générateurs utilisés pour la simulation du bruit de fond.

1.3.1 Le générateur KK2f.

La production de paires de muons-antimuons, ou quark-antiquark est réalisée par le générateur KK2f. Sa section efficace différentielle à l'ordre de Born (correspondant au processus en arbre de la figure 1.5) est exactement connue et calculable mais l'importance des différentes corrections radiatives fait qu'il est impossible de les négliger. Elle sont de deux types:

- les corrections photoniques regroupent les corrections dues à l'émission de photons réels ou virtuels dans l'état final ou initial.
- les corrections non photoniques comprennent les diagrammes en boîte, ceux de polarisation du vide, et ceux avec une boucle -ne comprenant pas de photon- au vertex.

Les secondes présentent l'intérêt d'être sensibles à une nouvelle physique, ainsi qu'aux paramètres du Modèle Standard (masse du boson de Higgs, du quark top...); elles seront détaillées en ce sens au chapitre 2 dans le cadre de l'importance de la mesure de la masse du boson W. Leurs incertitudes auront en revanche peu d'influence sur nos analyses.

Les premières sont quant à elles entre autres responsables du retour au pic

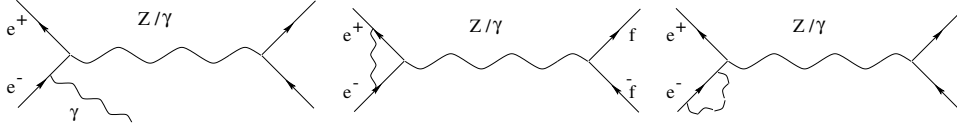


FIG. 1.6 – *Corrections radiatives photoniques réelle (à gauche) et virtuelles (à droite) à l'état initial.*

du Z , après émission d'un photon dans l'état initial. Outre la radiation dans l'état initial, il conviendra d'y ajouter la radiation dans l'état final ainsi que leur interférence.

La radiation initiale³ (voir figure 1.6) est traitée par le schéma dit d'Exponentiation Exclusive (EEX). L'exclusivité se réfère au fait qu'aucune intégration sur l'espace de phase du photon n'est effectuée. Le terme d'exponentiation se rapporte quant à lui au traitement des photons mous; un photon est dit mou si son énergie est inférieure à une valeur donnée k_s [9]. La section efficace finale prend alors la forme d'une convolution de la section efficace corrigée des effets non photoniques avec une fonction de radiation.

- Dans le cas des photons mous, en raison de la faible perte d'énergie, l'énergie dans le centre de masse ne sera pas redéfinie après la radiation initiale. Cela permet techniquement l'inclusion de tous les ordres de correction en (α^n) . La dénomination EEX s'explique alors par le fait que la sommation infinie de toutes les contributions aboutit à un terme exponentiel.

On souligne enfin l'importance de traiter les corrections virtuelles et réelles en même temps, leurs divergences infrarouges quand k tend vers 0 s'annihilant mutuellement.

- Les photons durs demeurent quant à eux plus difficiles à traiter techniquement. En effet, la nécessité de redéfinir l'énergie dans le centre de masse après la radiation initiale empêche de mener les calculs au delà de l'ordre 3; cela est néanmoins suffisant pour le degré de précision souhaité.

Les corrections dues à la radiation dans l'état final sont traitées de manière similaire. Elles sont néanmoins moins importantes, ce qui permettra de limiter les calculs à l'ordre 1. Cela ne concerne néanmoins que les événements avec production de muons. Dans le cas des quarks, la radiation finale est intégrée au processus d'hadronisation détaillé plus loin.

Même si le calcul des corrections à l'ordre 3 dans l'état initial est récent, le principe général du schéma EEX est connu depuis près de trente ans.

³. souvent appelé par souci de rapidité ISR pour Initial State Radiation. Le terme FSR désignera lui la radiation dans l'état final.

L'innovation du générateur KK2f réside dans une amélioration de ce schéma appelée CEEX (pour Coherent Exclusive EXponentiation).

En effet, le schéma EEX, de par sa structure, sépare complètement les radiations initiale et finale, rendant impossible la simulation de l'interférence entre les deux phénomènes. La difficulté est contournée par le schéma CEEX, en traitant les processus de radiation au niveau des amplitudes de spin, et non au niveau des sections efficaces. L'interférence ISR/FSR apparaîtra ainsi très naturellement quand on élèvera au carré les éléments de matrice. Cette méthode appelée à se généraliser demeure néanmoins en développement, seule l'ordre 2 des corrections ISR étant pour l'instant disponible.

Sans même évoquer la possibilité d'inclure l'interférence ISR/FSR, ce calcul

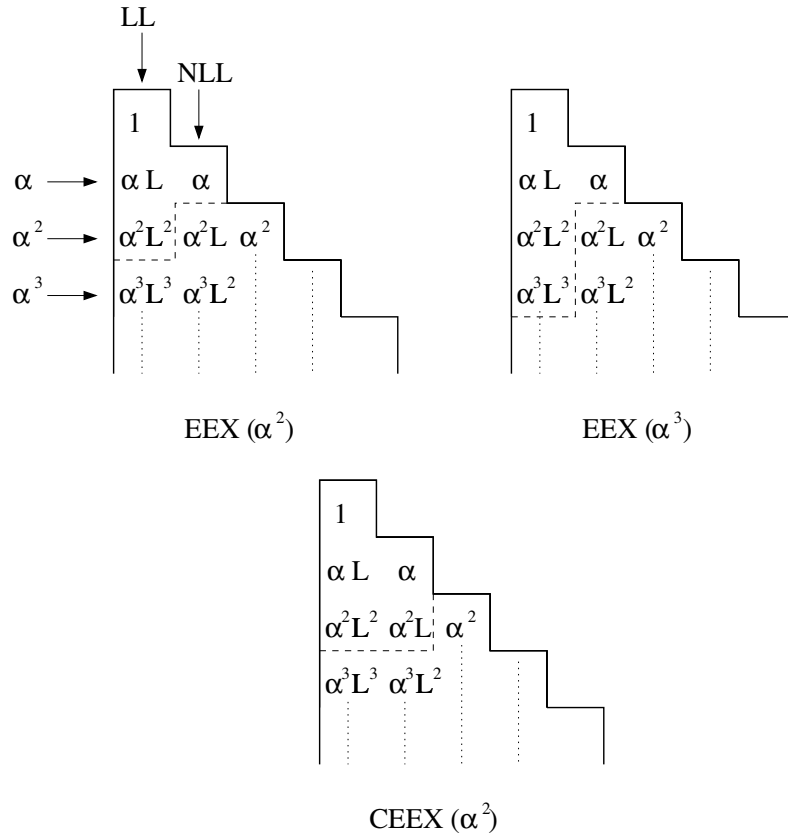


FIG. 1.7 – Termes pris en compte dans les calculs pour les schémas EEX et CEEX aux ordres (α^2) et (α^3) .

est une amélioration notoire par rapport au calcul EEX à l'ordre 3. Cet apparent paradoxe provient de l'usage abusif du terme "ordre" pouvant désigner des choses très différentes. En effet, dans le cas du schéma EEX, les calculs sont effectués dans l'approximation du logarithme dominant (LL pour "Lea-

ding Logarithm”- voir figure 1.7); le schéma CEEX inclut quant à lui les deux termes dominants d’ordre 2, la contribution d’ordre $(\alpha^2 L)$ (désignée comme NLL pour “Next to Leading Logarithm”) s’avérant après calcul d’amplitude plus élevée que prévue, et notamment plus importante que le terme $(\alpha^3 L^3)$, seulement considéré dans le schéma EEX à l’ordre 3[7].

On souligne enfin que jusqu’à 1999 était utilisé le Monte Carlo KoralZ[10] pour la simulation des processus difermions; celui ci adopte le schéma de calcul EEX à l’ordre 2, avec un traitement partiel des corrections dites NLL. Il n’est donc pas directement comparable avec le programme KK2f et il semble totalement inadapté de l’utiliser pour simuler le signal ou estimer une erreur systématique. Son utilisation dans nos analyses sera ainsi limitée à la simulation d’un bruit de fond marginal ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$).

1.3.2 L’hadronisation: partie perturbative.

Le terme d’hadronisation désigne l’ensemble des processus menant des quarks aux hadrons observables. Ces derniers sont régis par l’interaction forte, dont la constante est caractérisée par une décroissance en fonction de l’échelle d’énergie. Ainsi, alors que dans le cas de l’interaction électro-faible une approche perturbative convient, dans celui de l’interaction forte, la constante de couplage devient importante pour des échelles d’énergie de l’ordre du gigaélectron-volt. Cette propriété responsable du confinement des hadrons a pour conséquence de nous obliger à séparer l’hadronisation en deux étapes bien distinctes:

- dans un premier temps, une approche perturbative est adoptée pour décrire la radiation QCD dans l’état final[11]. Cela consiste en la création d’une gerbe de partons, la probabilité de branchement d’un parton père en deux partons fils étant estimée par les équations d’évolution DGLAP⁴. Cette démarche est juste tant que l’échelle d’énergie demeure supérieure au gigaélectron-volt.
- à des échelles d’énergie inférieures, l’interaction forte devient de plus en plus importante, rendant l’approche perturbative fautive. Elle est alors remplacée par des modèles phénoménologiques. Deux types sont couramment utilisés avec des schémas basés sur des cordes, comme Jetset[11], ou sur des amas, comme Herwig[12].

4. cette méthode probabiliste présente l’avantage de bien décrire les données avec des calculs raisonnables; pour des calculs spécifiques de QCD (comme l’étude de α_s , des vertex à trois gluons...), elle doit néanmoins être remplacée par des calculs de graphes de Feynman théoriquement plus justes mais beaucoup plus compliqués.

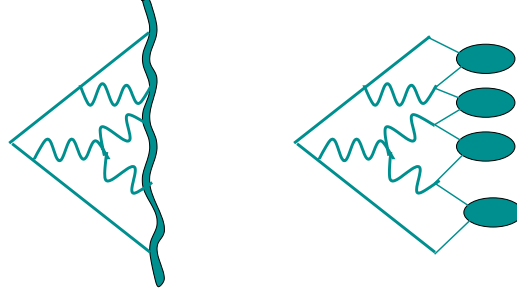


FIG. 1.8 – *Principe des modèles d'hadronisation avec des cordes (à gauche) et des amas (à droite).*

1.3.3 La fragmentation.

~ *Le modèle des cordes.*

Le modèle des cordes, à travers le programme Jetset[11], correspond à la référence dans de nombreuses analyses d'Aleph, et notamment celle de la masse du boson W . On considère une paire quark-antiquark. A mesure que les deux partons s'éloignent, on observe une augmentation linéaire du potentiel d'énergie en fonction de la distance, conséquence de la propriété de confinement de l'interaction forte. Cette augmentation est matérialisée par une corde relativiste reliant les deux partons avec une certaine densité d'énergie de l'ordre de 1 GeV/fm. Quand cette énergie est suffisamment élevée, la corde se brise pour créer une nouvelle paire quark-antiquark ou diquark-antidiquark⁵ par effet tunnel. Ce processus est répété tant qu'il y a de l'énergie disponible pour la création de paires. On souligne enfin que la probabilité d'apparition d'une paire quark-antiquark est liée à leur masse, entraînant ainsi une suppression des saveurs lourdes ($c; b$) dans ce processus. Ces dernières proviendront ainsi principalement de la gerbe de partons.

~ *Le modèle des amas.*

Le modèle des amas décrit ici est celui implémenté dans le programme Herwig[12][13]. A la fin de la gerbe de partons, tous les gluons sont forcés à se séparer non perturbativement en paires quark-antiquark. On regroupe ensuite les quarks en amas de deux éléments de même couleur. En cas d'ambiguïté, on effectue le choix de regrouper les deux quarks les plus proches en terme de masse invariante.

Les amas les plus lourds (typiquement plus de 6-7 GeV) sont éclatés dans une première étape par l'introduction d'une paire $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$. Environ 2% des

⁵. ce scénario invoqué pour la création des baryons peut être remplacé par un autre où deux paires quark-antiquark sont successivement créées, réduisant ainsi les corrélations en terme de saveur et d'impulsion.

amas sont concernés par cette procédure et sont principalement constitués de quarks de saveur lourde(b), pour lesquels l'évolution à l'intérieur de la gerbe est moins probable.

Enfin, les différents amas se désintègrent en hadrons. On définit les conditions sur la masse invariante M_{amas} de l'amas (q_A, \bar{q}_B) :

$$M_{amas} > [M(q_A, \bar{u})]_L + [M(u, \bar{q}_B)]_L$$

$$M_{amas} > [M(q_A, \bar{d})]_L + [M(d, \bar{q}_B)]_L$$

où la quantité $[M(q, \bar{q}')]_L$ désigne la masse du méson le plus léger constitué de q et \bar{q}'

- dans un premier temps, sont recherchés les amas ne vérifiant aucune des deux conditions. Le processus de désintégration à un corps est invoqué, où l'amas est simplement transformé en hadron le plus léger avec cette configuration de saveur. L'éventuel excès ou manque d'énergie est compensé par des transferts avec les partons plus proches voisins, afin de conserver l'énergie-impulsion. Cela explique pourquoi les processus à un corps doivent être traités avant les autres.
- si une des deux conditions est remplie, un mécanisme à deux corps est mis en oeuvre. Ainsi, une saveur C est choisie au hasard dans l'ensemble $\{u, d, s, c, b, uu, ud, us, ds, dd, ss\}$ pour créer une paire quark-antiquark ou diquark-antidiquark. L'amas se transforme alors en deux hadron -baryon ou méson- de composition (q_A, \bar{q}_C) et (q_C, \bar{q}_B) , à condition que la relation cinématique suivante soit vérifiée:

$$M_{amas} > [M(q_A, \bar{q}_C)]_L + [M(q_C, \bar{q}_B)]_L$$

On souligne pour terminer que aussi bien dans le cas des cordes que dans celui des amas, une large partie des hadrons créés sont instables. Leur désintégration est prise en charge par les programmes respectifs en se basant sur des données expérimentales relatives au temps de vie et aux produits finaux, ainsi que sur les mécanismes de gerbes de parton et de fragmentation.

1.3.4 Simulation du bruit de fond.

Le bruit de fond WW est généré par le programme KoralW[14], la masse du boson W étant pris comme égale à $80.35 \text{ GeV}/c^2$. Outre les trois diagrammes dominants CC03 de la figure 1.3, KoralW calcule aussi les contributions des diagrammes dits "4f"[15], qui ont pour états finaux deux doublets d'isospin faibles, donc similaires à des produits de désintégration de paires de W . Cela inclut par exemple les événements ZZ se désintégrant en $u\bar{u}d\bar{d}$. Il

conviendra alors d'exclure de la simulation du processus ZZ ces types d'événements afin d'éviter tout double comptage[15].

Les processus ZZ , Zee et $We\nu$ sont simulés par Pythia[11]. Bien que la remarque relative au double comptage entre le processus WW 4f et ZZ s'applique aussi au fond $We\nu$, aucune procédure spéciale n'est mise en oeuvre dans ce cas, le niveau de contamination étant très faible.

Le cas du bruit de fond $\tau^+\tau^-$ simulé par le programme KoralZ[10] a déjà été évoqué précédemment. Enfin, le bruit de fond $\gamma\gamma$ est produit par le générateur Phot02[16]. Une coupure à 2.5 GeV est appliquée sur la masse invariante des fermions finaux. Elle n'aura aucune influence dans notre cas, une coupure à 50 GeV étant appliquée sur la masse visible des fermions produits afin de justement rejeter le fond $\gamma\gamma$ (voir paragraphe 6.2.1).

On souligne enfin que dans tous les cas l'hadronisation est réalisée suivant le modèle des cordes par le programme Jetset interfacé aux différents générateurs.

Chapitre 2

La mesure de la masse du boson W.

Comme on l'a déjà mentionné, le programme LEP2 fut conçu pour deux objectifs majeurs: la mesure de la masse du boson W, et la recherche de nouvelles particules, et notamment le boson de Higgs. Le premier est un test fondamental de la validité du Modèle Standard; il permet en outre de contraindre grâce aux calculs de corrections radiatives la masse du boson de Higgs, y compris dans des domaines d'énergie inaccessibles à une découverte. Cet aspect va être abordé dans la première partie de ce chapitre. Un panorama des mesures expérimentales en la matière sera ensuite effectué; dans le cas de la mesure par LEP2, une attention particulière sera portée à l'importance de la détermination de l'énergie dans le centre de masse pour atteindre la précision initialement souhaitée de l'ordre de 34 MeV. On conclura enfin sur les perspectives à l'échelle de quatre ans, date correspondant à la fin du Run II de Tevatron et au début de LHC.

2.1 Intérêt de la mesure.

Le secteur électrofaible, auquel nous limiterons dorénavant notre propos, est caractérisé par vingt paramètres:

- les couplages des douze fermions au boson de Higgs(directement reliés à leur masse).
- la masse du boson de Higgs.
- les quatre paramètres de la matrice de Cabibo, Kobayashi, Maskawa (CKM), reliant la base des états propres de masse des quarks et celle des états propres de l'interaction faible.
- trois quantités indépendantes décrivant le secteur de jauge.

Ces dernières ne sont pas uniques et leur choix judicieux dépendra des observables mesurées et de la complexité des calculs. En effet, le passage de l'un à l'autre est conditionné par des calculs de renormalisation.

2.1.1 Le schéma de soustraction sur la couche de masse (OMS).

Les paramètres choisis pour décrire le secteur de jauge sont: la constante de structure fine α , et les masses des bosons Z et W, M_Z et M_W . Une nouvelle quantité est également définie:

$$s_W^2 \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (2.1)$$

On se place dans le cadre du schéma de soustraction sur la couche de masse, analogue à celui utilisé dans la renormalisation de QED. On peut alors relier ces trois quantités et la constante de Fermi G_μ , régissant la désintégration du muon, grâce à la relation[17]:

$$G_\mu \equiv \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}s_W^2 M_W^2} \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (2.2)$$

La quantité Δr rend compte des différentes corrections radiatives et est définie par:

$$1 - \Delta r \equiv (1 - \Delta\alpha)\left(1 + \frac{c_W^2}{s_W^2}\Delta\rho\right) - \Delta r_{Boite,vertex} - \Delta_{res} \quad (2.3)$$

$\Delta r_{Boite,vertex}$ est un terme de correction non oblique. Cela signifie qu'il dépend de l'état final (par exemple: les produits de désintégration du W ou du Z). Ce terme ne dépendant ni de la masse du top ni de celle du boson du Higgs[18], il ne sera plus évoqué par la suite.

De même, du fait de sa faiblesse, le terme résiduel Δ_{res} ne sera pas détaillé. En revanche, le terme de correction oblique -donc indépendant de l'état final- est suffisamment important pour être observé à LEP, et comporte un terme dépendant logarithmiquement de la masse du Higgs, lui conférant le statut flatteur de "Higgsomètre"[18].

2.1.2 Les contributions QED aux corrections radiatives.

A l'ordre dit "en arbre" (ou ordre 0), la constante de couplage du photon aux fermions est égale à la constante de structure fine $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, qui est déterminée très précisément par des mesures de moment magnétique anormal de l'électron.

Cependant, étant donnée la précision atteinte à LEP, l'approximation à l'ordre 0 est insuffisante. Il convient alors d'introduire les diagrammes d'ordre supérieur (voir figure 2.1). La contribution des boucles est absorbée dans la redéfinition de la constante de couplage en fonction des masses des fermions et de l'échelle d'énergie \sqrt{s} :

$$\alpha(s) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(s)} \quad (2.4)$$

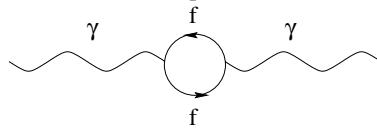


FIG. 2.1 – *Processus à une boucle contribuant aux corrections radiatives QED*

On redéfinit dans un premier temps $\Delta\alpha$ en fonction des fermions contribuant:

$$\Delta\alpha(s) = \Delta\alpha(s)_{lept} + \Delta\alpha(s)_{had}^{(5)} + \Delta\alpha(s)_{top} \quad (2.5)$$

Le premier terme relatif aux leptons est calculé dans l'approximation des fermions légers (i.e $m_f \ll m_W$), dont le résultat est à l'ordre 1[19]:

$$\Delta\alpha(s) = \frac{\alpha(0)}{3\pi} \sum_{leptons} Q_l^2 N_{cl} \times \ln \frac{s}{m_l^2} \quad (2.6)$$

Q_l et N_{cl} désignent respectivement la charge et le facteur de couleur -égal à 1- des leptons. En pratique, des corrections à l'ordre 3 sont utilisées[20].

Le top étant plus lourd que le W, il convient de le traiter à part. En revanche, les cinq autres quarks, dont les contributions sont regroupées dans $\Delta\alpha(s)_{had}^{(5)}$, rentrent toujours dans le cadre de l'approximation des fermions légers. Nous sommes néanmoins confrontés à un nouveau problème: si les masses des leptons chargés sont très bien définies -et mesurées-, il n'en est pas de même pour les quarks. $\Delta\alpha(s)_{had}^{(5)}$ est alors estimée grâce aux mesures à basse énergie (i.e entre 1 GeV et 45 GeV) de la quantité R_{had} , section efficace de production de hadrons dans l'annihilation électron-positron normalisée par celle de production de muons[21]. Ce terme est une source importante d'erreur systématique. Les dernières mesures réalisées par la collaboration BES (voir figure 2.2) dans un domaine d'énergie -2 à 5 GeV- où les incertitudes étaient grandes, ont permis de réduire l'erreur expérimentale de presque un facteur 2[22]:

$$\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2) = 0.02761 \pm 0.00036$$

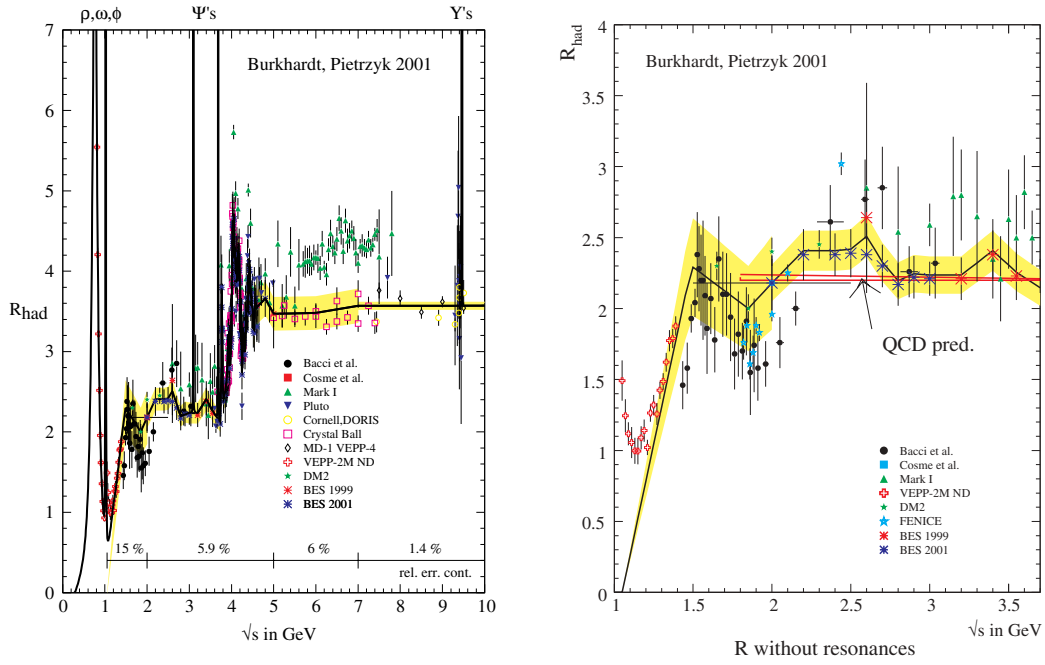


FIG. 2.2 – *A gauche: mesure expérimentale de R_{had} en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La ligne correspond à une paramétrisation de l'évolution incluant toutes les résonances. La bande représentée correspond à l'erreur sur cette paramétrisation. L'erreur relative est quant à elle notée au dessus de l'axe des abscisses. A droite: agrandissement de la région d'énergie considérée par la collaboration BES.*

On souligne que dans la région couverte par la collaboration BES existent des prédictions très précises de QCD -signalées par une fine bande blanche sur la figure 2.2. Ces dernières, utilisées en complément des mesures expérimentales, permettent une estimation plus précise de $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ [23][24]. Malgré une erreur deux fois plus petite, on préfère généralement utiliser le résultat purement expérimental, s'affranchissant ainsi de toute hypothèse théorique.

Dans le cas du quark top, l'approximation des fermions légers ne s'applique plus. Le calcul donne alors au premier ordre¹[17]:

$$\Delta\alpha_{top} = -\frac{\alpha}{3\pi} \frac{4}{15} \frac{M_Z^2}{M_t^2} \quad (2.7)$$

La masse du Z étant précisément déterminée, l'erreur sur $\Delta\alpha_{top}$ a principa-

1. bien que non encore universellement utilisée, [25] fournit le calcul des corrections dues à un échange de gluon à l'intérieur d'une boucle $t\bar{t}$.

lement pour origine l'incertitude sur la masse du quark top et celle sur la contribution des ordres supérieurs. On rappelle le résultat de la détermination directe de la masse du quark top par les collaborations CDF et $D\bar{0}$ [26]:

$$M_{top} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}$$

2.1.3 Les contributions faibles aux corrections radiatives.

D'une façon analogue à celle utilisée pour QED, les corrections obliques du secteur faible vont être absorbées par la redéfinition du paramètre r_W . Cette quantité égale à 1 à l'ordre en arbre est remplacée dans le schéma de renormalisation OMS par:

$$r_W(s) = \frac{1}{1 - \Delta r_W} \quad (2.8)$$

Là encore, les boucles de fermions contribuent à la renormalisation des couplages faibles (voir figure 2.3). Mais, contrairement aux corrections QED, seules les différences de masses entre fermions d'un même doublet d'isospin faible interviennent dans le calcul des corrections faibles. La contribution principale proviendra donc du doublet (t,b). Outre les fermions, les bosons vecteurs de l'interaction faible ont la possibilité de se coupler avec le boson de Higgs (voir figure 2.3), introduisant ainsi un terme dépendant de sa masse. Le calcul de r_W donne ainsi:

$$r_W = -\frac{c_0^2}{s_0^2}(\Delta_\rho + \Delta_{3Q}) + \frac{c_0^2 - s_0^2}{s_0^2} \Delta_{1Q} \quad (2.9)$$

avec:

$$s_0^2 = 1 - c_0^2 \quad (2.10)$$

$$= \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - 2 \left(\frac{\pi \alpha}{G_\mu M_Z} \right)^2} \right) \quad (2.11)$$

En faisant l'hypothèse de grande masse pour le top et le boson de Higgs, on obtient pour les termes dominants aux ordres $\ln(\frac{M_t}{M_Z})$ et $\ln(\frac{M_H}{M_Z})$ [18]:

$$\Delta_\rho \simeq \frac{\alpha}{\pi} \frac{M_t^2}{M_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \ln \frac{M_H^2}{M_Z^2} \quad (2.12)$$

$$\Delta_{3Q} \simeq -\frac{\alpha}{9\pi} \ln \frac{M_H^2}{M_Z^2} \quad (2.13)$$

$$\Delta_{1Q} \simeq \frac{M_W^2}{M_Z^2} \Delta_{3Q} \quad (2.14)$$

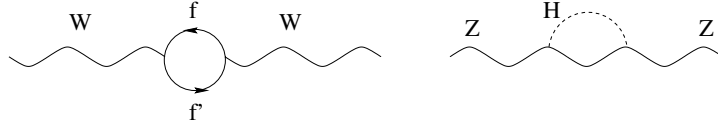


FIG. 2.3 – *Exemples de processus à une boucle contribuant aux corrections radiatives faibles.*

2.1.4 Conséquences sur la masse du Higgs.

La relation 2.2 permet de relier Δr aux observables G_μ , $\alpha(0)$, M_Z , et M_W ; cette dernière est alors la source d'incertitude majeure.

La contribution des fermions et des bosons de jauge électrofaibles est alors soustraite à Δr pour ne plus laisser que celle du boson de Higgs. Malheureusement la dépendance logarithmique en M_H , ajoutée aux incertitudes expérimentales (principalement M_t , M_W , et $\alpha(M_Z^2)$), ne contraint que faiblement sa masse[27].

En pratique, un ajustement global des paramètres électrofaibles est effectué pour extraire la masse du Higgs, la principale contrainte venant pour le moment des valeurs de couplage effectif du Z, déterminées grâce aux mesures d'asymétries leptoniques avant-arrière au LEP et gauche-droite au SLD[22][1].

2.2 Les mesures expérimentales.

Il convient tout d'abord de distinguer déterminations indirecte et directe. Les premières basées sur une hypothèse de validité du Modèle Standard ne seront pas détaillées ici. Elles demeurent néanmoins toujours très compétitives par rapport aux mesures directes (voir figure 2.4).

Ces dernières ont néanmoins l'avantage de tester la validité du Modèle Standard, ainsi que de contraindre la masse du boson de Higgs. La première fut effectuée au Cern par les expériences UA1 et UA2[28]. Grâce aux données enregistrées au cours du run I de Tevatron entre 1992 et 1995, l'incertitude fut fortement réduite. Depuis, et avant le début du run II en 2001, LEP2 a encore permis d'améliorer la précision.

2.2.1 La mesure au Tevatron: exemple de $D\emptyset$.

L'annihilation d'un quark et d'un antiquark est le principal canal de production de bosons W au Tevatron. Afin de s'affranchir du bruit de fond des quarks spectateurs, la collaboration $D\emptyset$ analyse les seuls événements avec

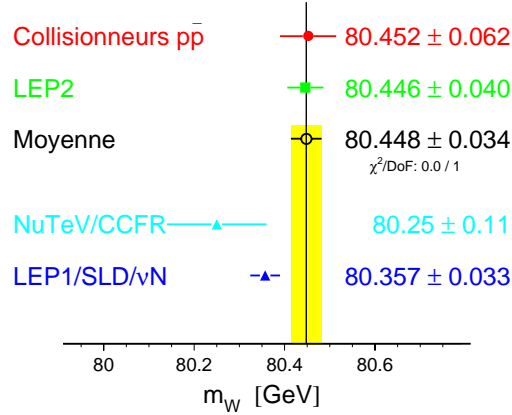


FIG. 2.4 – *Résumé des mesures directes (trois lignes supérieures) et indirectes (deux lignes inférieures) de la masse du boson W .*

un boson W se désintégrant électroniquement avec une grande impulsion transverse[29].

L'impulsion longitudinale du W étant inconnue, il est impossible d'accéder expérimentalement à celle du neutrino de désintégration. En revanche, la mesure de l'impulsion transverse du jet de recul et de celle du lepton chargé, permettent de déduire celle du neutrino.

Aucune reconstruction directe n'étant possible -à cause de l'information manquante relative au neutrino-, la mesure de la masse du W se fait sur le principe d'un ajustement de variables sensibles à celle-ci. Il s'agit de l'impulsion transverse du lepton chargé $p_T(e)$, de celle du neutrino $p_T(\nu)$ et de la masse transverse définie comme:

$$m_T = \sqrt{2p_T(e)p_T(\nu)(1 - \cos(\phi(e) - \phi(\nu)))} \quad (2.15)$$

où ϕ désigne l'angle azimuthal. Malgré une sensibilité moindre par rapport à la dernière variable, les deux premières sont toujours considérées, car elles ont l'avantage d'être soumises à des systématiques différentes. En réalisant un ajustement indépendant de chaque quantité, l'erreur totale se trouve ainsi réduite, les trois analyses étant moyennement corrélées. Cette dernière comporte une composante statistique majoritaire. En effet, outre la contribution statistique "pure", il faut aussi prendre en compte le nombre limité d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ servant à la calibration des calorimètres. Les erreurs systématiques demeurent pour l'instant relativement faibles et ont pour principales origines les incertitudes de calculs de corrections radiatives et les fonctions de distribution des partons.

Les considérations précédentes relatives à $D\emptyset$ sont aussi applicables à l'expérience CDF², les méthodes d'analyse et de calibration étant très similaires. La mesure combinée des deux expériences aboutit au résultat[30]:

$$M_W = 80.450 \pm 0.063 \text{ GeV}$$

Avec l'amélioration de la machine entraînant une luminosité accrue, ces erreurs devraient être fortement réduites. Dans l'hypothèse d'une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} pour le run II (contre 100 pb^{-1} pour le run I), l'erreur statistique -au sens large- serait réduite à 15 MeV[31][30].

L'erreur systématique estimée aujourd'hui à 25 MeV -et corrélée entre les deux expériences- deviendra alors dominante. Sous réserve de bien comprendre et maîtriser cette dernière, une précision de l'ordre de 30 MeV pourrait être atteinte à la fin du run II.

2.2.2 La mesure au seuil de production à Aleph.

En 1996, l'énergie dans le centre de masse du LEP a été augmentée jusqu'à 161 GeV, afin de permettre la production de paires de bosons W. Une première mesure de la masse fut alors possible. La technique dénommée "au seuil de production" utilise la forte dépendance de la section efficace en fonction de la masse.

Contrairement à celui du Tevatron, l'environnement très propre d'un collisionneur à leptons autorise l'exploitation de tous les canaux avec une couverture angulaire très large. Les outils de sélection employés par Aleph sont basés sur des techniques de réseaux de neurones, ou d'analyse discriminante linéaire. Il en résulte une bonne efficacité (entre 67% et 81% suivant les canaux), accompagnée d'une pureté élevée (toujours supérieure à 80%, et atteignant 90% dans le cas semileptonique)[15].

Avec une luminosité intégrée de 11 pb^{-1} , la collaboration ALEPH a mesuré la section efficace totale de production de paires WW à l'énergie dans le centre de masse de 161 GeV[32]:

$$\sigma_{WW} = 4.23 \pm 0.73(stat.) \pm 0.19(syst.)pb$$

Les principales incertitudes systématiques proviennent en l'occurrence de la stabilité de l'efficacité et des simulations d'hadronisation.

La masse du boson W est ensuite déduite, chaque erreur sur la section efficace se transférant en une erreur sur la masse. Une incertitude supplémentaire

2. à noter que CDF exploite également les désintégrations muoniques du W.

relative à la mesure de l'énergie dans le centre de masse est ajoutée. En effet, celle ci n'influence pas la mesure de section efficace, alors que sa prédiction théorique en dépend.

On obtient en définitive le résultat suivant:

$$M_W = 80.14 \pm 0.34(stat.) \pm 0.09(syst.) \pm 0.03(LEP) \text{ GeV}$$

On souligne que en 1996 une erreur de 27 MeV fut assignée à l'énergie du faisceau du LEP, entraînant ainsi une incertitude systématique de 30 MeV sur la masse du W.

Il fut un moment envisagé de prendre en 2000 des données au seuil en configuration de haute luminosité (250 pb^{-1} en trois mois). Cette option intéressante pour la mesure de la masse du boson W, présentait peu de potentiel en matière de nouvelle physique et fut finalement abandonnée. Outre une erreur statistique réduite, elle avait principalement pour avantage de présenter des systématiques décorréliées de celles prises en compte dans la méthode de reconstruction directe.

2.2.3 La mesure par reconstruction directe à Aleph.

Dés 1996, l'énergie dans le centre de masse s'éloigne du seuil de production, limitant ainsi la dépendance de la section efficace par rapport à la masse. La méthode précédente n'est donc plus compétitive et est remplacée par celle dite de reconstruction directe.

Dorénavant, le principe et les erreurs systématiques associées seront ceux appelés à être employés pour l'analyse finale des données et décrits dans l'article [33] et la dernière note publiée [34]. Là encore, tous les canaux de désintégrations sont considérés afin de minimiser l'erreur statistique:

- dans le canal hadronique, où les deux bosons W se désintègrent en quarks, une sélection utilisant des techniques de réseau de neurones est appliquée. Les quatorze variables considérées sont reliées aux caractéristiques cinématiques de désintégration des W, et aux propriétés des jets. En outre, la désintégration en quark b étant impossible³, un étiquetage de saveur est également utilisé afin de rejeter les événements avec des candidats beaux. Un ajustement cinématique est alors appliqué, sous la contrainte de conservation de l'énergie impulsion; le gain de résolution du à cette procédure est représenté sur la figure 2.5. Les jets sont ensuite appariés afin de fournir la masse des bosons initiaux. Enfin les deux masses ainsi obtenues sont rééchelonnées en tenant compte de l'information de l'énergie disponible dans le centre de masse.

3. du fait de la masse très élevée du quark top.

- dans le cas où un W se désintègre hadroniquement et le second en muon-neutrino ou électron-antineutrino (positron-neutrino), la sélection repose principalement sur trois variables: l'impulsion du lepton, son isolation par rapport aux jets ainsi que l'énergie transverse manquante due au neutrino non détecté. Là encore, un ajustement est effectué mais le nombre de contraintes précédemment égal à quatre est réduit à un -ou deux si on suppose que les deux bosons W ont la même masse.
- lorsque dans le cas précédent, le muon ou l'électron est remplacé par un tau, des coupures raffinées doivent être appliquées afin de tenir compte du surplus d'énergie manquante, conséquence de la désintégration du tau[35]. Néanmoins, une procédure similaire est instituée avec l'application d'un ajustement cinématique à deux contraintes.
- enfin, les événements où les deux bosons W se désintègrent leptoniquement ont une topologie très caractéristique: deux traces - ou jets de faible multiplicité dans le cas des taus- fortement acoplanaires, avec une énergie transverse manquante élevée. Contrairement aux trois cas précédents, il est impossible de reconstruire complètement la masse des bosons initiaux. Trois variables sensibles à cette dernière seront alors considérées: les énergies des deux leptons, et l'énergie manquante.

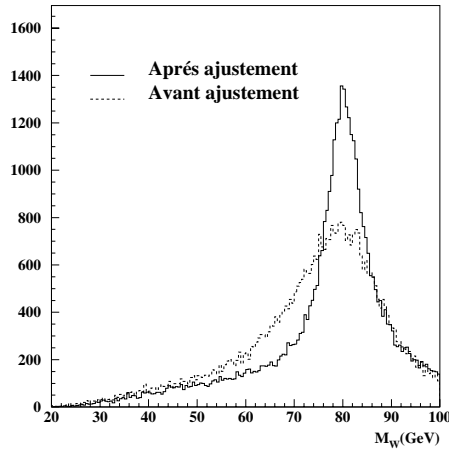


FIG. 2.5 – *Masse reconstruite du boson W dans le canal hadronique avant et après l'ajustement cinématique.*

Ensuite, une technique d'ajustement repondéré [36](voir aussi paragraphe 7.1) est utilisée afin d'extraire la masse du boson W. Suivant les cas, il s'agit d'ajustement à une dimension (chacune des trois variables dans le

Origine	Erreur (MeV)			
	4q	$e\nu q\bar{q}$	$\mu\nu q\bar{q}$	$\tau\nu q\bar{q}$
Fragmentation	10	15	15	15
Simulation détecteur	14	26	17	13
Correction radiative manquante	5	5	5	5
Energie du LEP	17	17	17	17
Statistique Monte Carlo	7	6	6	6
Bruit de fond	4	6	1	3
Reconnection de couleur	30	-	-	-
Effets de Bose Einstein	22	-	-	-

TAB. 2.1 – *Détail des erreurs systématiques sur la mesure de la masse du W pour le lot de données enregistré entre 192 GeV et 202 GeV.*

canal purement leptonique), à deux dimensions (les deux masses dans le canal hadronique, la masse à deux contraintes et son incertitude dans le canal semileptonique en tau) ou même à trois dimensions (la masse hadronique à une contrainte, la masse à deux contraintes et son incertitude dans le canal semileptonique en électron ou muon).

L’analyse de l’ensemble des données enregistrées à LEP2⁴ donne le résultat (voir aussi figure 2.6):

$$\begin{aligned}
M_W^{4q} &= 80.507 \pm 0.054(stat.) \pm 0.020(syst.) \pm 0.017(LEP) \pm 0.037(FSI) \text{ GeV} \\
M_W^{q\bar{q}l\nu} &= 80.547 \pm 0.084(stat.) \pm 0.024(syst.) \pm 0.017(LEP) \text{ GeV} \\
M_W^{l\nu l\nu} &= 80.810 \pm 0.670(stat.) \pm 0.200(syst.) \pm 0.008(LEP) \text{ GeV}
\end{aligned}$$

Il faut noter que le dernier canal a une erreur statistique très supérieure du fait de son faible taux de branchement et d’une sensibilité moindre. Il ne sera plus mentionné désormais.

Les incertitudes notées “systématiques” ci dessus ont des origines communes pour les canaux hadroniques et semi-leptoniques, et pour contributions principales (voir aussi tableau 2.1):

- l’erreur due à la fragmentation. Suivant les canaux de désintégrations, elles sont estimées entre 10 MeV et 15 MeV en appliquant deux méthodes complètement différentes; la première consiste à remplacer le schéma de fragmentation Jetset par Herwig dans le Monte Carlo de référence. L’effet de ce changement entraînait des biais de l’ordre de 30 MeV sur la masse du boson W , d’après l’article [33]. Depuis, l’émission des gluons durs de Herwig s’est révélée fautive; une fois ce problème

4. en excluant les données prises au seuil de production de paires de W .

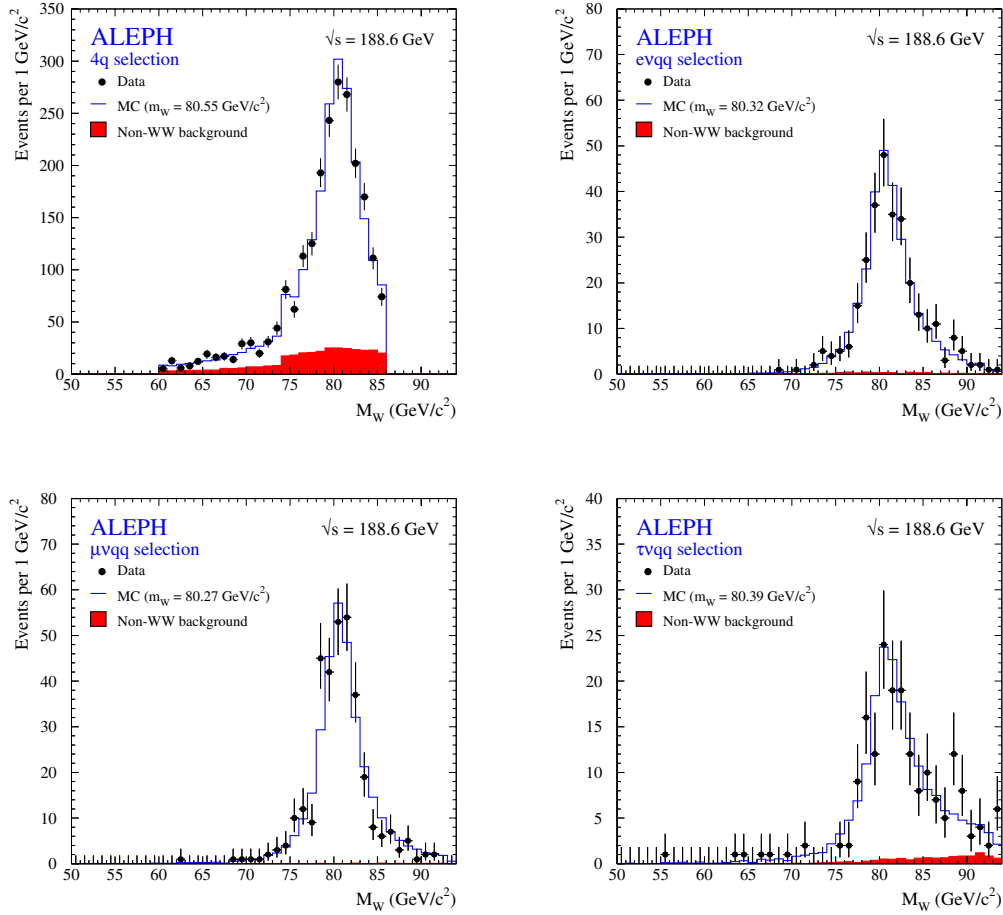


FIG. 2.6 – *Distribution de masse reconstruite dans les canal hadronique et semileptonique à 188.6 GeV pour les données et le Monte Carlo repondré à la masse la plus probable.*

corrigé, le désaccord entre les deux schémas s'est vu fortement réduit, la seconde méthode d'estimation devenant alors majoritaire[34]. Cette dernière consiste en une comparaison directe données/ Monte Carlo de variables sensibles à la fragmentation.

- l'erreur due à l'incertitude sur l'énergie du faisceau. Cette dernière intervient en effet lors des ajustements contraints par la conservation de l'énergie impulsion. En outre, dans le canal hadronique, elle participe également à un rééchelonnement des masses après l'appariement. Cette incertitude -dont l'estimation sera détaillée au chapitre 4- se transfère

sur la masse du boson W suivant la relation très simple[37]:

$$\frac{\delta M_W}{M_W} \simeq \frac{\delta E_{\text{faisceau}}}{E_{\text{faisceau}}} \quad (2.16)$$

L'énergie du faisceau ayant été estimée avec une précision relative d'environ 0.2%, l'incertitude résultante est de l'ordre de 17 MeV. Une mesure alternative de l'énergie du faisceau sera présentée au chapitre 7.

- les autres contributions trouvent principalement leurs origines dans les défauts de simulation de l'appareillage. Etant d'une amplitude moindre et surtout non corrélées entre les expériences, elles ne seront pas détaillées ici.

Enfin, il existe une dernière source d'erreur dans le seul canal hadronique, qui est regroupée sous le sigle FSI ("interaction dans l'état final" en anglais). Il s'agit de deux effets potentiels entre les produits de désintégrations des bosons W:

- Le premier, connu sous le terme de corrélations de Bose Einstein, découle du caractère bosonique des pions. Si la région d'hadronisation est suffisamment petite, deux pions issus de W différents peuvent avoir tendance à être dans le même état (statistique de Bose).
- De même, une corde de couleur peut se créer entre les produits de désintégration de W différents. Il est alors ambigu d'assigner à chaque particule un boson dont il est issu. C'est le phénomène de reconnection de couleur.

Dans les deux cas, si de tels phénomènes étaient avérés, un biais serait introduit dans la reconstruction de la masse des bosons W.

Les résultats dans ces domaines demeurant encore préliminaires, une incertitude conservatrice de 22 MeV et 30 MeV fut assignée pour les effets de Bose Einstein et de reconnection de couleur. La combinaison des mesures d'Aleph dans les trois canaux donne ainsi le résultat:

$$M_W = 80.477 \pm 0.038(stat.) \pm 0.023(syst.) \pm 0.017(LEP) \pm 0.015(FSI) GeV$$

2.3 Perspectives pour le futur.

2.3.1 Précision de la mesure finale de LEP.

L'objectif au début du programme LEP2 était une précision finale d'environ 34 MeV⁵[19]. Les autres expériences LEP ayant des sensibilités très

⁵ 44 MeV, au cas où l'importance des interactions dans l'état final aurait empêchée l'exploitation du canal hadronique.

similaires, il apparaît que l'erreur statistique de la mesure combinée avoisinera les 20 MeV et sera donc minoritaire; il conviendra alors de réduire les erreurs systématiques et en premier lieu, celles corrélées entre les expériences. Parmi elles, l'incertitude sur l'énergie du faisceau est la plus remarquable car totalement corrélée entre tous les canaux et toutes les expériences. Sa détermination et les façons de réduire l'incertitude associée seront détaillées aux chapitres 4 et 7.

L'erreur relative à la fragmentation est également présente dans tous les canaux contribuant statistiquement (désintégrations hadroniques et semi leptoniques). En revanche, il n'est pas sur que la corrélation entre expériences soit maximale, l'effet sur le résultat final pouvant dépendre de la méthode d'analyse ou de l'appareillage. Des études sont actuellement menées dans ce sens pour essayer d'isoler l'origine du biais observé[38].

Enfin, l'erreur dans le canal hadronique due aux interactions dans l'état final sera évidemment corrélée entre les quatre expériences. De nombreux développements en la matière permettent d'espérer une réduction de cette contribution:

- l'existence de la reconnection de couleur n'ayant jamais été confirmée ou infirmée, le biais associé de 30 MeV est estimé en introduisant l'effet dans une proportion arbitraire -jugée raisonnable par les théoriciens. Une nouvelle technique d'analyse[39][40] semble cependant permettre une mesure précise de l'effet. Elle consiste en la mesure du flux de particules dans un plan sur lequel sont projetés les quatre jets; l'existence de la reconnection de couleur prédit en effet une augmentation mesurable du nombre de particules dans les deux régions situées entre jets de W différents au détriment de celles entre jets issus d'un même boson W.
- au jour des conférences d'hiver 2001, les dernières analyses relatives aux corrélations de Bose Einstein excluent leur existence entre bosons issus de différents W[41][42][43]. Si cela se confirmait, la précision de la mesure de la masse du W se verrait grandement améliorée, cet effet ne contribuant plus à l'erreur systématique.
- enfin dans le même temps, des études sur les méthodes d'analyse et de sélection sont menées pour réduire l'impact des interactions dans l'état final.

Une diminution d'un facteur 2 de toutes les erreurs systématiques permettrait d'atteindre l'objectif initial.

2.3.2 Impact sur les paramètres du Modèle Standard.

Les principales mesures directes de la masse du boson W ont été passées en revue⁶. Il en ressort que la mesure finale devrait recevoir deux contributions principales d'importance équivalente: celle du Tevatron et celle de LEP2. Dans chacun des cas, une précision de mesure de l'ordre de 30 MeV à 40 MeV est réaliste. En supposant les erreurs faiblement corrélées⁷, une précision finale aux alentours de 25 MeV semble atteignable.

D'ici le démarrage du LHC, peu d'améliorations sont attendues sur la précision de la mesure expérimentale de $\Delta\alpha^{-1}$. L'incertitude sur la masse du quark top va en revanche être fortement réduite grâce au run II du Tevatron. Outre l'augmentation de la luminosité déjà mentionnée au paragraphe 2.2.1, la section efficace va être multipliée par 1.4 en raison de l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse. La contribution statistique jusqu'à maintenant du même ordre que celle systématique[44] va ainsi devenir minoritaire. L'erreur systématique va profiter quant à elle de l'amélioration des détecteurs avec notamment une amélioration des performances de l'étiquetage du quark b qui intervient dans la sélection des événements.

Une précision finale de 3 GeV sur la mesure combinée des deux expériences est ainsi attendue[26].

La figure 2.7 montre l'impact sur la courbe de vraisemblance de la masse du boson de Higgs, quand l'erreur sur la masse du W est réduite de 37 MeV à 25 MeV[45]. Bien que la valeur centrale de la masse du W demeure inchangée, on observe un déplacement de la courbe de probabilité de masse de Higgs vers des valeurs plus basses. Cela s'explique par le fait que, à ce jour, l'ajustement de la masse du boson de Higgs sur la seule mesure de celle du W fournit un résultat inférieur à celui de l'ajustement global (voir figure 2.7). Le fait de réduire artificiellement l'erreur sur la mesure de la masse W donne plus de poids à cette mesure, diminuant ainsi le résultat de l'ajustement global. L'erreur est également légèrement réduite.

La troisième courbe montre quant à elle l'effet sur la masse du boson de Higgs, quand l'amélioration sur la masse du W est accompagnée d'une meilleure précision sur celle du top. L'erreur sur l'ajustement est dans ce cas réduite bien plus fortement. Pour tirer pleinement parti de la mesure précise de la masse du W , il faudra donc compter sur une amélioration dans le domaine du quark top.

6. nous limitant à une échelle de temps "proche", les perspectives du LHC en cette matière n'ont pas été abordées. Elles ne sont en outre pas encore bien définies.

7. seules les faibles incertitudes sur les calculs de corrections radiatives semblent être une source d'erreur systématique commune.

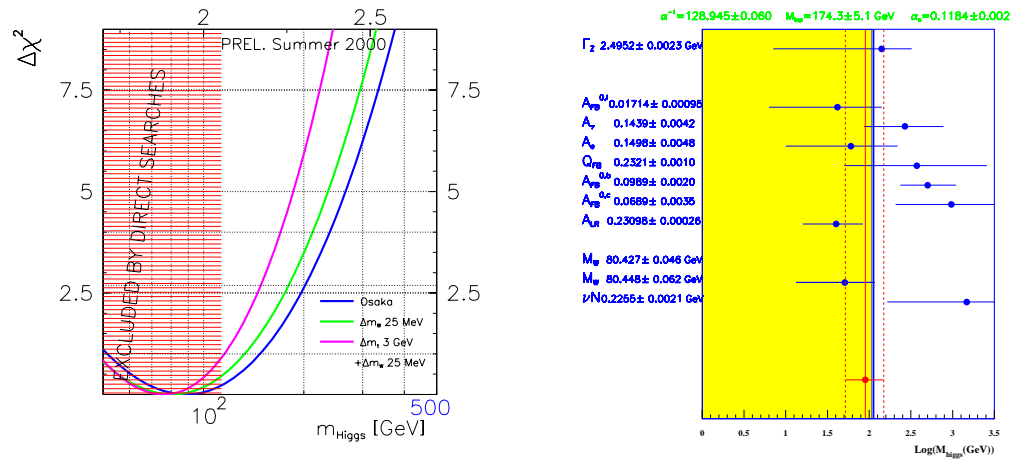


FIG. 2.7 – A gauche: impact sur la précision de la mesure indirecte de la masse du boson de Higgs d'une mesure à 25 MeV de la masse du W, et à 3 GeV de la masse du top. A droite: contributions individuelles de différentes mesures dans l'ajustement de la masse du boson de Higgs.

Chapitre 3

Les couplages à trois bosons de jauge neutres.

Après une introduction aux couplages à trois bosons dans le cadre du Modèle Standard, est abordée la description d'une paramétrisation de couplages anormaux à trois bosons de jauge neutres. Les interprétations en terme de nouvelle physique sont ensuite détaillées. Enfin, on résumera les potentiels de mesure hors du LEP, principalement au Tevatron.

3.1 Approche lagrangienne.

3.1.1 Contributions du lagrangien électrofaible.

On rappelle l'expression du lagrangien introduit au paragraphe 1.1.3:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{cinetique} + \mathcal{L}_{interaction} + \mathcal{L}_{masse/Higgs}$$

ainsi que du terme cinétique relatif aux bosons de jauge:

$$\mathcal{L}_{cinetique} = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

Le calcul complet réalisé avec les champs physiques permet d'aboutir au résultat:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cinetique} = & -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\ & -ig[W^{\mu\nu-}W_{\mu}^+ - W^{\mu\nu+}W_{\mu}^-][\cos(\theta_W)Z_{\mu} + \sin(\theta_W)A_{\mu}] \\ & -i\frac{g}{2}[W_{\mu}^-W_{\nu}^+ - W_{\mu}^+W_{\nu}^-][\cos(\theta_W)Z_{\mu\nu} + \sin(\theta_W)A_{\mu\nu}] + \mathcal{O}(g^2) \end{aligned} \quad (3.1)$$

où tous les tenseurs considérés ici sont scalaires (par opposition à vectoriels). Outre les termes classiques de la première ligne, on observe l'existence de couplages à trois bosons entre deux W de signes opposés et un photon ou un Z . Ce couplage prédit par le Modèle Standard est rendu possible par le caractère non abélien du groupe $SU(2)_L$ et permet notamment la production de paires de W dans la voie s prédominante par rapport à la voie t quand on s'éloigne du seuil (voir figure 3.1 pour les diagrammes). Les termes non détaillés ici d'ordre $\mathcal{O}(g^2)$ correspondent quant à eux à des couplages à quatre bosons $WWWW$, $\gamma\gamma WW$, $ZZWW$, ou γZWW . Prédits par le Modèle Standard, ils sont néanmoins d'amplitudes très inférieures.

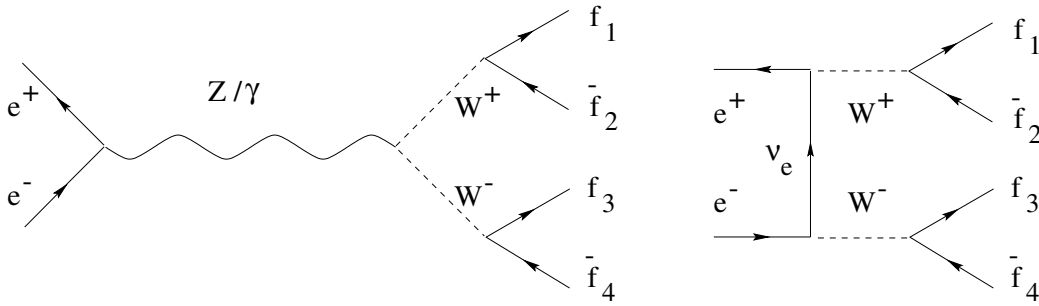


FIG. 3.1 – Diagrammes de production de paires de W^+W^- à l'ordre le plus bas. Ces diagrammes sont appelés “CC03”.

Une déviation pouvant être interprétée comme la présence de nouvelle physique à une échelle d'énergie très supérieure, une mesure précise de ces couplages à trois-ou quatre- bosons chargés fut réalisée par les quatre collaborations LEP, et notamment Aleph[46][47]. Aucune déviation n'a été observée à ce jour.

Il est également possible de rechercher l'existence de couplages à trois bosons neutres, dont l'existence est interdite par le Modèle Standard.

3.1.2 Modélisation des couplages neutres.

Le calcul du lagrangien nous a déjà permis d'affirmer que les vertex à trois bosons de jauge neutres étaient interdits par le Modèle Standard. Cela n'est cependant vrai qu'à l'ordre en arbre, l'inclusion de boucles de fermions permettant de générer de tels vertex, comme le montre la figure 3.2. L'état final se compose alors de deux bosons, qui peuvent être des photons ou des bosons Z hors ou sur leurs couches de masse.

Dans ce qui suit, seuls les états finaux avec un Z et un photon sur leurs

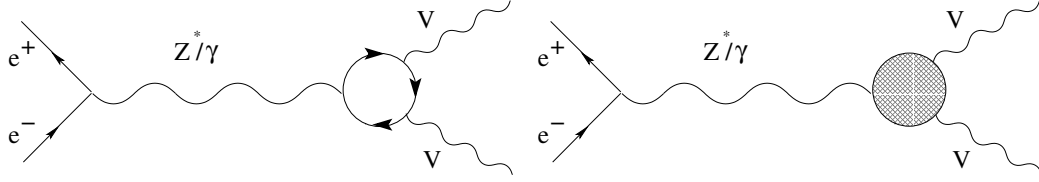


FIG. 3.2 – *A gauche: exemple de diagramme prévu par le Modèle Standard, où un vertex à trois bosons de jauge neutres est réalisé à l'aide d'une boucle fermionique. A droite: processus mettant en jeu un vertex général à trois bosons de jauge neutres.*

couches de masse seront considérés. Le cas où les trois bosons sont hors de leurs couches de masse a été récemment étudié théoriquement[48]; le formalisme présente l'avantage de généraliser l'approche décrite ci dessous, tout en opérant une unification avec celle relative aux états finaux à deux bosons Z . Ce modèle n'étant pour l'instant utilisé par aucune expérience, il ne sera pas détaillé ici.

Ce diagramme présente donc un état final identique aux processus de retour au Z après émission d'un photon réel. Le calcul des contributions des boucles de fermions du Modèle Standard montre l'impossibilité de mesurer ces corrections, en raison de leur faiblesse[49]. Dans le cadre d'extension du Modèle Standard -par exemple supersymétrique-, on peut s'attendre à l'apparition de couplages anormaux sous l'influence de boucles de nouvelles particules.

Une observation d'une déviation de la valeur du couplage entre trois bosons neutres pourrait aussi s'interpréter comme une hypothèse fautive sur la nature intrinsèque des bosons. L'existence de couplage anormal peut ainsi être reliée à l'existence de moment dipolaire magnétique ou électrique du Z [50].

Il apparaît donc que la présence de couplages anormaux n'a pas d'origine unique et déterminée. Il conviendra donc d'adopter une modélisation la plus indépendante possible de modèle théorique. On va pour cela introduire un lagrangien effectif:

$$\mathcal{L}_{effectif} = \sum_n \frac{1}{\Lambda^n} \sum_i \alpha_i^{(n)} \Theta_i^{(n)} \quad (3.2)$$

Λ correspond ici à une échelle d'énergie très supérieure aux énergies mises en jeu et pouvant s'interpréter comme l'échelle d'une nouvelle physique. $\Theta_i^{(n)}$ désigne quant à lui un opérateur de dimension $[masse]^{n-4}$, uniquement fonction des champs classiques et répondant aux mêmes symétries de jauge que les opérateurs classiques.

Nous plaçant à une échelle d'énergie très inférieure à Λ , on négligera tous les ordres supérieurs à un certain n_0 ; le lagrangien effectif consistera alors

en la somme de tous les opérateurs de dimension inférieure à n_0 , répondant aux conditions de symétrie de jauge. La démarche adoptée ici présente ainsi l'avantage de limiter au maximum les hypothèses sur la nouvelle physique contribuant à ces couplages.

Dans les cas des couplages à trois bosons neutres, on se limite aux contributions d'ordre 6 et 8. On obtient ainsi la forme du lagrangien effectif respectant les invariances de Lorentz et jauge $U(1)_{em}$ ainsi que la statistique de Bose[51][52]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{effectif} = \frac{e^2}{m_Z^2} [& -[h_1^\gamma (\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + h_1^Z (\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})] Z_\beta F^{\mu\beta} \\ & -[h_3^\gamma (\partial_\sigma F^{\sigma\rho}) + h_3^Z (\partial_\sigma Z^{\sigma\rho})] Z^\alpha \tilde{F}_{\rho\alpha} \\ & -\{ \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho F_{\rho\mu}] + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta (\square + m_Z^2) Z_\mu] \} Z^\alpha F^{\mu\beta} \\ & +\{ \frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} [\square \partial^\alpha F^{\rho\alpha}] + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} [(\square + m_Z^2) \partial^\alpha Z^{\rho\alpha}] \} Z_\sigma \tilde{F}_{\rho\alpha}] (3.3) \end{aligned}$$

avec les notations:

$$\begin{aligned} Z_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \\ \tilde{Z}_{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} Z^{\rho\sigma} \text{ et } \epsilon^{0123} = 1. \end{aligned}$$

Quatre nouveaux couplages ont ainsi été introduits pour chaque boson hors de sa couche de masse. Les couplages h_1^V ($V=Z$ ou γ) et h_2^V viole l'invariance CP, tandis h_3^V et h_4^V la conservent¹. Enfin, les couplages h_1^V et h_3^V sont relatifs aux opérateurs d'ordre 6, tandis que ceux d'ordre 8 sont associés aux quatre autres.

L'expression indiquée ici n'inclut pas l'échelle d'énergie Λ introduite dans l'équation 3.2. Les constantes de couplages h_1^V et h_3^V (h_2^V et h_4^V) ont donc absorbé un facteur $\frac{M_Z^2}{\Lambda^2}$ ($\frac{M_Z^4}{\Lambda^4}$). L'échelle de nouvelle physique Λ va à nouveau être considérée dans la procédure de restauration de l'unitarité.

3.1.3 Restauration de l'unitarité.

Les calculs de sections efficaces en présence de couplages anormaux s'effectuent ainsi avec le nouveau lagrangien: $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{MS} + \mathcal{L}_{effectif}$. Quand l'énergie dans le centre de masse augmente, on observe une violation de l'unitarité de la matrice S, entraînant une divergence de la section efficace. Cette situation est non physique, car correspondant à une probabilité d'occurrence des événements supérieure à 1. Il convient donc d'imposer une variation arbitraire des constantes de couplages pour restaurer l'unitarité. La procédure peut être réalisée de plusieurs manières.

1. plus précisément, ils violent C et P, laissant donc bien CP invariant.

~Annulation à une échelle Λ .

Cette procédure est surtout appliquée aux données enregistrées aux collisionneurs à leptons (notamment LEP), la gamme d'énergie balayée étant relativement restreinte. Le couplage est ainsi considéré constant jusqu'à une échelle Λ puis s'annule brutalement[53].

~Inclusion d'un facteur de forme arbitraire.

Le cas des collisionneurs à hadrons (Tevatron ou LHC) est plus compliqué, l'énergie dans le centre de masse à laquelle se produit le processus couvrant un spectre de valeurs plus large. Dans ce cas, il paraît pertinent d'introduire un facteur de forme montrant une évolution en fonction de l'énergie.

Ce dernier est défini de manière empirique, faisant ainsi perdre de sa généralité au modèle. Le facteur le plus couramment utilisé est ainsi de la forme[54]:

$$h_i^V \rightarrow \frac{h_{i0}^V}{(1 + \frac{s}{\Lambda})^n} \quad (3.4)$$

où n est un entier arbitraire et \sqrt{s} désigne l'énergie dans le centre de masse, à laquelle se déroule le processus. Il est possible d'interpréter ce facteur de forme comme l'effet de la resommation des boucles d'ordre supérieur, qui contribuent quand l'énergie augmente. C'est d'ailleurs ce qui se passe en pratique, ces corrections étant nécessaire à l'annulation de la divergence.

Un second choix peut également consister en:

$$h_i^V \rightarrow \frac{h_{i0}^V}{[(1 - \frac{s}{\Lambda})^2 + \frac{\Gamma^2}{\Lambda}]^n} \quad (3.5)$$

Cette nouvelle redéfinition présente l'avantage d'avoir une interprétation physique évidente sous la forme d'une résonance à l'énergie Λ et de largeur Γ . Cependant, en raison de la nécessité d'introduire un paramètre supplémentaire, elle est généralement délaissée au profit de la première forme. Dans ce cas, on associe une valeur $n=3$ ($n=4$) aux couplages d'ordre 6 (8)[55].

~Remarque sur l'utilité de la restauration d'unitarité.

En revenant sur les considérations de l'équation 3.2, l'utilité de cette procédure peut être cependant remise en cause. En effet, le formalisme de lagrangien effectif n'étant applicable qu'à des énergies très inférieures à l'échelle de la nouvelle physique, la divergence à haute énergie n'est pas vraiment un problème.

L'introduction d'un facteur de forme peut se justifier dans le cas des collisionneurs à hadrons, où une évolution de la constante de couplage peut refléter une réalité physique observable, même si le facteur d'évolution est complètement empirique. Dans le cas des collisionneurs à leptons, cela peut sembler superflu. Il peut néanmoins être intéressant de garder à l'esprit cette

notion de restauration d'unitarité pour déduire des limites d'énergie dans l'apparition de nouvelle physique.

~Contraintes d'unitarité.

On considère à nouveau un couplage asymptotiquement nul à l'infini:

$$h_i^V \rightarrow \frac{h_{i0}^V}{(1 + \frac{s}{\Lambda})^n} \quad (3.6)$$

Les contraintes d'unitarités imposent alors, dans le cas où Λ est très grand devant la masse du Z [55]²:

$$|h_{10}^Z|, |h_{30}^Z| \leq \frac{(\frac{2}{3}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{n-\frac{3}{2}}} \frac{0.126 TeV^3}{\Lambda^3} \quad (3.7)$$

$$|h_{20}^Z|, |h_{40}^Z| \leq \frac{(\frac{2}{5}n)^n}{(\frac{2}{5}n - 1)^{n-\frac{5}{2}}} \frac{2.1 \cdot 10^{-3} TeV^5}{\Lambda^5} \quad (3.8)$$

$$|h_{10}^\gamma|, |h_{30}^\gamma| \leq \frac{(\frac{2}{3}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{n-\frac{3}{2}}} \frac{0.151 TeV^3}{\Lambda^3} \quad (3.9)$$

$$|h_{20}^\gamma|, |h_{40}^\gamma| \leq \frac{(\frac{2}{5}n)^n}{(\frac{2}{5}n - 1)^{n-\frac{5}{2}}} \frac{2.5 \cdot 10^{-3} TeV^5}{\Lambda^5} \quad (3.10)$$

On souligne que ces limites ne sont valables que si un seul couplage est non nul. Dans le cas où plusieurs couplages diffèrent de 0, des interférences destructives peuvent se produire, relâchant ainsi les contraintes sur l'unitarité.

3.2 Interprétation en termes de nouvelles physique.

Différentes approches d'interprétation vont être abordées dans ce chapitre. On raisonnera dans un premier temps sur les seules contraintes d'unitarité. Puis, après avoir rappelé les contributions du Modèle Standard, on passera en revue celles de deux modèles spécifiques: le Modèle Standard supersymétriques minimum (MSSM), et un modèle comportant des fermions lourds.

². ces limites ont été dérivées pour les valeurs suivantes: $M_Z = 91.1$ GeV et $\sin^2 \theta_W = 0.23$.

3.2.1 Conséquences des contraintes d'unitarité.

On a vu précédemment que les contraintes d'unitarité sur les couplages étaient de la forme:

$$h_{i0}^V \leq \frac{\alpha}{\Lambda^p}$$

où α est une constante.

Si une déviation de la constante de couplage par rapport à 0 est observée, il sera alors possible de mettre une limite supérieure sur l'énergie à laquelle va apparaître une nouvelle physique. Un exemple célèbre de tel raisonnement fut la prédiction par la théorie de la nécessaire existence de nouvelles particules à une échelle inférieure à 300 GeV, sous peine de violer l'unitarité de la désintégration du muon. Cela fut bien confirmé par l'expérience avec la découverte des bosons W.

A l'opposé, la non observation de déviation permet d'assigner une limite inférieure sous laquelle toute nouvelle physique dans ce secteur est exclue.

Ces simples observations sont néanmoins rarement déduites, l'indication de limites sur la valeur des couplages apparaissant comme plus générale et indépendante de toute hypothèse sur les facteurs de forme.

3.2.2 Les boucles fermioniques dans le Modèle Standard.

Les boucles fermioniques (voir figure 3.2) apparaissent comme le moyen le plus simple de générer des couplages anormaux. En supposant les couplages impliqués dans les boucles similaires à ceux du Modèle Standard, il est possible d'estimer la valeur des contributions de différentes particules.

On souligne dans un premier temps que les contributions de bosons W^\pm ou de particules scalaires parcourant la boucle s'annulent mutuellement, ne créant donc pas de couplages. En outre, les couplages violant CP ne peuvent être générés par de telles boucles, au sein desquelles CP est conservée à chaque vertex. Enfin, on démontre que les couplages d'ordre 8 (donc h_4^V) ne sont pas accessibles par des diagrammes avec une boucle unique[49]. On considère donc dans un premier les seuls couplages h_3^V , issues de boucles uniques fermioniques.

Un premier calcul est effectué pour estimer les contributions provenant du Modèle Standard. Dans ce cas, tous les fermions, à l'exception des neutrinos, contribuent à la génération du couplage. A une énergie typique de LEP (200 GeV), le calcul donne ainsi les faibles amplitudes de couplage[49] résumées dans le tableau 3.1.

\sqrt{s}	$ h_3^\gamma (10^{-4})$	$ h_3^Z (10^{-4})$
200	-7.2	-2.1

TAB. 3.1 – Contributions du Modèle Standard en unités de 10^{-4} .

3.2.3 Contributions dans le cadre du MSSM.

On se place dans le cadre de ce qui est souvent considéré comme l'extension la plus naturelle du Modèle Standard: le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, qui comporte deux nouveaux types de fermions: les charginos $\chi_{1,2}^\pm$ et les neutralinos χ_{1-4}^0 , qui ont déjà fait l'objet de nombreuses recherches directes infructueuses au LEP et au Tevatron[56]. Les neutralinos étant neutres, seuls les charginos, mélanges de higgsino chargés et de wino, contribuent au couplage h_3^V [49].

Au vu des contraintes provenant des paramètres fondamentaux -inconnus- de la supersymétrie, il apparait que les masses des charginos peuvent appartenir à un spectre assez large d'énergie. On prouve alors que la configuration la plus favorable pour observer une influence sur les couplages neutres consistent en deux charginos avec un écart de masse suffisamment important pour que la contribution dominante soit celle du chargino léger. Les contributions finales demeurent néanmoins très faibles comme le montre le tableau 3.2 dans les deux scénarios les plus favorables. Les deux supposent un chargino léger de masse autour de 130 GeV, avec une différence de masse de 220 GeV pour le premier scénario et 170 GeV pour le second.

\sqrt{s}	$ h_3^\gamma (10^{-4})$	$ h_3^Z (10^{-4})$
200 - Scénario 1	-0.19	-0.31
200 - Scénario 2	-0.29	-0.46

TAB. 3.2 – Contributions des charginos aux couplages neutres en unités de 10^{-4} dans deux scénarios différents. Dans les deux cas, le chargino léger a une masse de 130 GeV, tandis que celle du chargino lourd est prise comme respectivement égale à 350 GeV et 300 GeV dans les scénarios 1 et 2.

3.2.4 Contributions d'un fermion lourd.

La mesure des couplages neutres pourrait également recevoir des contributions de fermions très lourds prédits par des modèles de grande unification ou de technicouleur. Le calcul des diagrammes à boucle unique prévoit dans

ce cas là pour des fermions de masses M_F très supérieures à l'énergie dans le centre de masse de la collision:

$$|h_{30}^\gamma| \leq -0.02 \times 10^{-4} \left(\frac{1 \text{TeV}}{M_F} \right) \quad (3.11)$$

$$|h_{30}^Z| \leq -0.01 \times 10^{-4} \left(\frac{1 \text{TeV}}{M_F} \right) \quad (3.12)$$

$$(3.13)$$

La fenêtre de découverte dans ce canal paraît donc également assez réduite; cela est d'autant plus vrai que les calculs aboutissant à ce résultat sont basés sur des hypothèses de fortes différences de masse entre les fermions de la nouvelle physique, afin de limiter les interférences destructives.

3.2.5 Conclusion.

Les calculs de boucles fermioniques dans le cadre des modèles les plus courants de nouvelle physique ont été évoquées dans les paragraphes précédents. La sensibilité des couplages à trois bosons neutres s'est avérée à cette occasion relativement moyenne. Il convient néanmoins de tempérer ce constat en rappelant que ces calculs ont été réalisés dans un cadre assez strict: contributions des seules boucles uniques au couplage h_3^V .

Des études moins avancées[49] ont cependant montré que des couplages moins prometteurs au premier abord -car d'ordre supérieur par exemple- pouvaient présenter un potentiel de nouvelle physique; cela est notamment le cas de fermions lourds se couplant non classiquement avec le Z, les calculs perturbatifs précédents devenant alors caduques.

Ces considérations nous confortent ainsi dans le choix de la paramétrisation adoptée: l'utilisation d'un formalisme de lagrangien effectif permet de s'affranchir de toute hypothèse sur l'origine d'une possible déviation.

3.3 La mesure de couplage au Tevatron.

A l'exception de LEP2, les contraintes les plus importantes sur les couplages $h_{3,4}^V$ proviennent du Tevatron. L'expérience CDF n'ayant analysé que le lot de 20 pb^{-1} issu du run Ia[57], les meilleures limites ont été données par l'expérience $D\emptyset$, qui a considéré l'intégralité des 97 pb^{-1} enregistrés[58].

L'analyse considère principalement les états finaux comportant deux leptons (électrons ou muons) et un photon de grande impulsion transverse (au moins 7 GeV). La mesure de la section efficace de production, ainsi que la distribution d'impulsion transverse du photon, concourent à contraindre la valeur

des constantes de couplages. L'échelle d'énergie Λ du facteur de forme étant prise égal à 750 GeV, la collaboration $D\emptyset$ a obtenu le résultat à 95% de degré de confiance:

$$|h_{30}^Z| < 0.36; |h_{40}^Z| < 0.05$$

$$|h_{30}^\gamma| < 0.37; |h_{40}^\gamma| < 0.05$$

Avec toutes les améliorations accompagnant le run II, la mesure se verra largement améliorée. Ainsi, la sensibilité sera augmentée en raison de l'énergie dans le centre de masse plus élevée, et l'erreur statistique réduite avec la luminosité decuplée; enfin, l'optimisation des détecteurs devrait permettre d'analyser les désintégrations du Z en paires de neutrinos, qui ont un taux de branchement supérieur à celui des leptons.

Avec un lot de 1000 pb^{-1} , et en prenant Λ égal à 1.5 TeV, il est ainsi prévu d'atteindre les précisions suivantes pour une seule expérience[59]:

$$|h_{30}^V| < 0.105; |h_{40}^V| < 0.0064 \text{ pour le canal } Z \rightarrow ee$$

$$|h_{30}^V| < 0.038; |h_{40}^V| < 0.0027 \text{ pour le canal } Z \rightarrow \nu\nu$$

Dans l'hypothèse où 10 fb^{-1} seraient enregistrés, ces limites seraient encore réduites d'un facteur 1.5.

Le Tevatron possède donc un important potentiel dans ce domaine, pouvant rivaliser avec les mesures de LEP2 (voir chapitre 8).

Chapitre 4

Le collisionneur LEP.

Le programme LEP2 est caractérisé par des objectifs de physique axés autour de mesures de précision (mesure de la masse du boson W entre autres) et de recherche de nouvelles particules (boson de Higgs, supersymétrie...). Les premières requérant une bonne connaissance de l'énergie du faisceau et les secondes une énergie maximale, les physiciens ont du composer avec ces deux objectifs, tout en essayant de maximiser la luminosité. Avec près de 700 pb^{-1} enregistrés par expérience et une énergie maximale de 104.5 GeV par faisceau, l'objectif initial¹ fut largement atteint, faisant de LEP2 une réussite totale.

Outre la description physique du collisionneur, ce chapitre introduit quelques notions de physique des accélérateurs nécessaires à la compréhension de la détermination classique de l'énergie du faisceau, ainsi qu'au contrôle des erreurs systématiques de l'analyse présentée au chapitre 7. On gardera en mémoire tout au long de ce chapitre la double philosophie de LEP2 pour comprendre certains choix ne favorisant pas forcément une mesure précise de la masse du W.

4.1 Description générale.

Le collisionneur LEP de 27 kilomètres de circonférence est situé au sein du complexe d'accélérateurs du CERN, à la frontière franco-suisse et est composé de huit sections courbes alternées avec des sections droites. Au sein du tube à vide, circulent quatre trains d'électrons et de positrons, qui entrent en collision aux quatre points d'interaction, où sont situés les expériences Aleph, Delphi, L3 et Opal.

Le guidage et la focalisation des faisceaux sont assurés par un système d'aimants et de correcteurs. Des cavités radio-fréquence (RF) situées dans les

1. 500 pb^{-1} et 104 GeV dans les prévisions les plus optimistes[19].

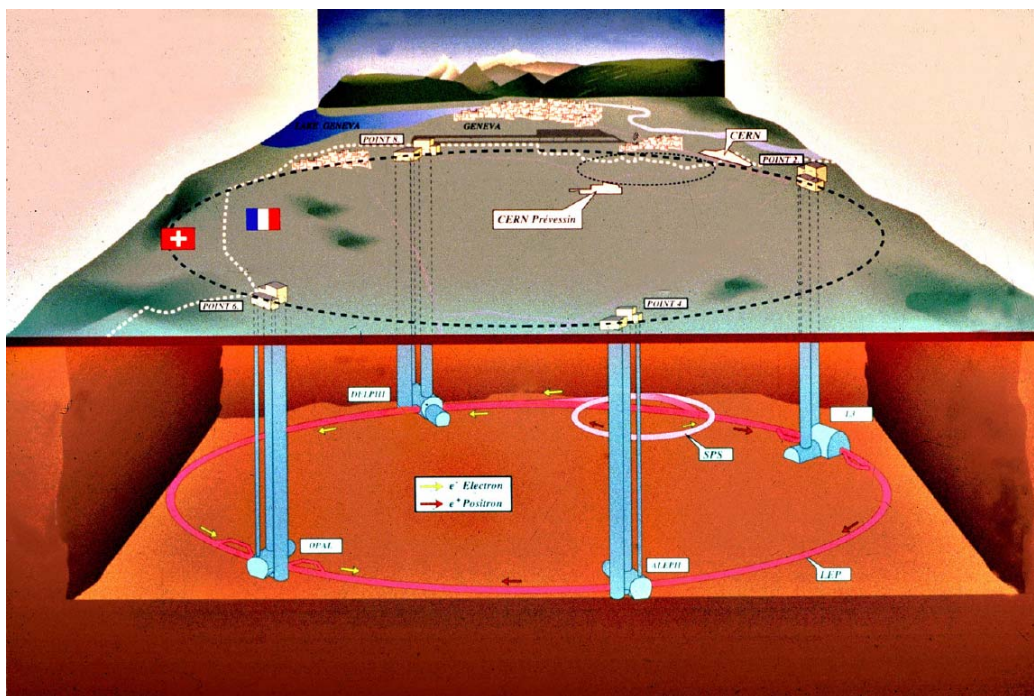


FIG. 4.1 – *Le collisionneur LEP avec les quatre points d'interaction.*

sections droites sont quant à elles utilisées afin d'accélérer les particules et compenser les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron.

4.1.1 Guidage et focalisation.

Afin de courber les trajectoires des particules, les portions circulaires du LEP sont équipées d'aimants dipolaires, au sein desquels règne un champ magnétique vertical homogène. Ce dernier est mesuré avec une grande précision grâce à des sondes à résonance magnétique nucléaire (RMN - voir figure 4.2) installées sur seize dipôles.

La focalisation et les corrections fines sont assurées par les aimants sextupolaires, les correcteurs et surtout les quadrupoles. Ces derniers sont caractérisés par un champ inhomogène dans l'espace (nul au centre) et leur incapacité à focaliser simultanément dans les deux directions du plan transverse au faisceau. La solution consiste en une alternance de quadrupoles de types complémentaires [60]-focalisant suivant x puis suivant y - séparés par un espace de dérive où sont situés six aimants dipolaires, un sextupolaire et un correcteur. L'unité standard composé de deux quadrupoles et deux espaces de dérive constitue une cellule; le LEP2 en contient environ 240.

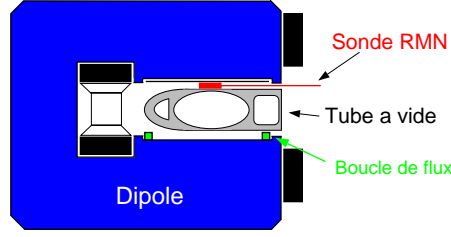


FIG. 4.2 – Vue en coupe d'un aimant dipolaire.

4.1.2 Compensation des pertes synchrotron.

L'action des cavités radio-fréquence(RF) est résumée sur la figure 4.3. Le faisceau de positrons représenté en trait plein évolue de gauche à droite et voit son énergie décroître sous l'effet du rayonnement synchrotron, puis réaugmenter de part et d'autre des points expérimentaux dans les sections droites équipées de cavités RF. Le faisceau d'électrons représenté en trait pointillé circule quant à lui dans le sens opposé et subit un traitement similaire. Dans le cas considéré, les pertes par rayonnement synchrotron représentent environ 500 MeV. Pour les énergies maximum obtenues à LEP (i.e 104.5 GeV par faisceau), l'équation 4.2 permet de les estimer à environ 850 MeV.

On remarque également sur la figure 4.3 que les énergies des faisceaux ne sont pas parfaitement égales aux points d'interaction. Le référentiel ne sera donc pas confondu avec celui du laboratoire, la différence moyenne estimée en 1998 valant 24 MeV, comme cela sera détaillé au paragraphe 7.4.1.

4.2 Notions de physique des accélérateurs.

4.2.1 Energie du faisceau, rayonnement synchrotron.

L'énergie des faisceaux est directement reliée au champ intégré sur l'intégralité de l'anneau:

$$E_{faisceau} = \frac{e}{2\pi c} \oint_{LEP} B ds \quad (4.1)$$

En outre, le rayonnement synchrotron des particules entraîne une perte d'énergie moyenne par tour U_0 :

$$U_0 \propto \oint_{LEP} \frac{E_{faisceau}^4}{\rho^2} ds \quad (4.2)$$

où ρ désigne le rayon de courbure.

La montée en énergie est ainsi limitée par la puissance disponible des cavités

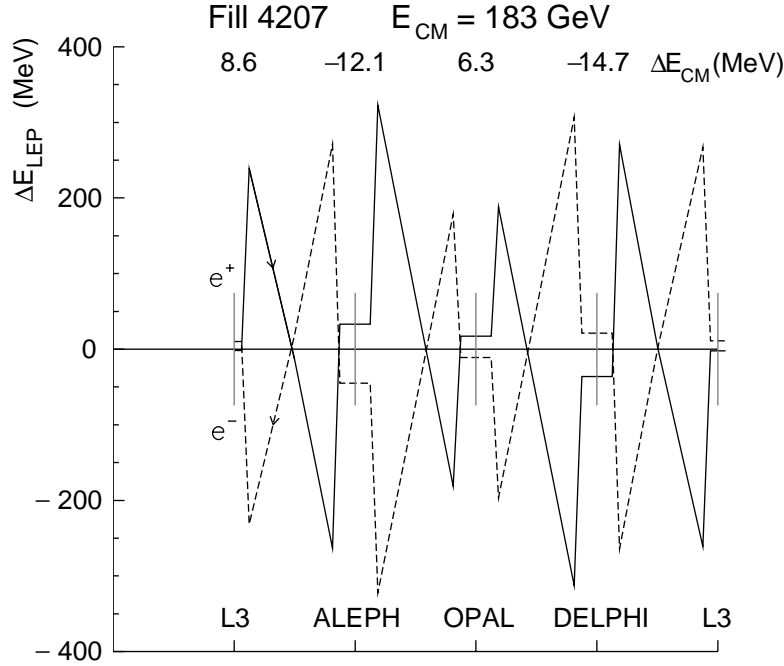


FIG. 4.3 – *Evolution de l'énergie des faisceaux autour de l'anneau du LEP pour une période typique enregistrée en 1998. Le point 0 correspond à l'énergie moyenne.*

RF, compensant les pertes U_0 par rayonnement synchrotron. D'après l'équation 4.2, il apparaît qu'une augmentation du rayon de courbure ρ permet un gain en énergie, en gardant la quantité U_0 constante. Cette augmentation est réalisée en déviant légèrement (quelques dizaines de microradians) les faisceaux à leurs passages dans les correcteurs horizontaux. Un gain de l'ordre de 180 MeV par faisceau est observé. Cette procédure appliquée en 2000 est connue sous le nom de BFS ou "Bending Field Spread" (étalement du champ de courbure).

4.2.2 Oscillations transverses, synchrotron.

La résolution des équations de Hill régissant le mouvement des particules montre l'existence d'oscillations dans le plan transverse appelées oscillations betatroniques[60]. La notion d'optique² décrit traditionnellement les périodes de ces oscillations. Par exemple, l'optique $90^\circ/60^\circ$ désigne une cellule qui avance la phase suivant x de un quart de période et celle suivant

2. terme choisi en raison de l'analogie avec une alternance de lentilles convergentes et divergentes.

y de un sixième de période. Cette quantité peut être ajustée par l'opérateur, en fonction de ses besoins.

Dans le cas idéal, toutes les particules pénètrent dans les cavités RF avec un certain déphasage ϕ_s constant, fixé par l'opérateur (voir figure 4.4). Dans la pratique, la distribution d'impulsion n'est pas monochromatique. Ainsi, une particule d'une impulsion légèrement inférieure arrive en avance³. Elle ressent donc un champ supérieur, lui permettant ainsi un gain plus élevé. De même, une particule d'énergie supérieure arrive en retard et ressent ainsi un champ inférieur. On observe ainsi des oscillations stables autour de la

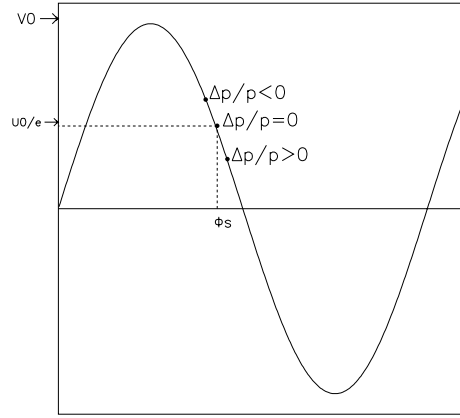


FIG. 4.4 – *Champ ressenti à l'entrée d'une cavité RF par une particule.*

position de référence ϕ_s . Elles sont dénommées “oscillations synchrotron” et ont pour fréquence Ω .

La définition de la quantité Q_s en découle immédiatement:

$$Q_s = \frac{\Omega}{\omega_{rev}} \quad (4.3)$$

où ω_{rev} désigne la fréquence de révolution autour de l'anneau du LEP.

4.2.3 Dispersion instantanée en énergie.

Comme précédemment évoqué, la distribution en énergie n'est pas monochromatique. Elle suit approximativement une loi gaussienne de largeur $\sigma_{E_{faisceau}}$. Cette dernière peut être estimée de plusieurs manières:

3. en effet, son rayon de courbure est diminué, sa vitesse demeurant constante.

- la première -utilisée couramment- est basée sur la mesure de paramètres du LEP: fréquence des cavités, optique, énergie...
- la seconde s'appuie sur la relation entre $\sigma_{E_{faisceau}}$, Q_s et la taille longitudinale des zones d'interaction[61]. Cette méthode alternative donne un accord moyen avec celle basée sur les données "brutes" de LEP et son utilisation demeure marginale.

4.2.4 Energie du faisceau et énergie dans le centre de masse.

Jusqu'à maintenant, les distributions d'énergies des faisceaux ont été supposées gaussiennes de valeurs centrales $E_{e\pm}$ et de largeurs identiques $\sigma_{E_{faisceau}}$. On peut ainsi en déduire en première approximation, la différence d'énergie étant petite et les deux faisceaux colinéaires:

$$E_{CM} = E_{e+} + E_{e-} \quad (4.4)$$

$$\sigma_{E_{CM}} = \sqrt{2}\sigma_{E_{faisceau}} \quad (4.5)$$

Ce résultat ne tient cependant pas compte de la dispersion verticale des faisceaux[62][63]. En effet, sous l'influence des séparateurs électrostatiques, on observe une corrélation entre la position verticale d'une particule et son impulsion, les gradients étant approximativement opposés pour les deux faisceaux (voir figure 4.5). Si les deux faisceaux collisionnent avec un décalage vertical δy , une contribution supplémentaire va alors apparaître:

$$E_{CM} = E_{e+} + E_{e-} + \Delta E_{CM} \quad (4.6)$$

avec:

$$\Delta E_{CM} = -\delta y \frac{\sigma_{E_{faisceau}}^2 (D_{e+}^* - D_{e-}^*)}{E_{faisceau} (\sigma_{e+}^{*2} + \sigma_{e-}^{*2})} \quad (4.7)$$

où D^* et σ^* désignent les dispersions et tailles verticales des faisceaux. En pratique, les corrections dues à cet effet sont relativement faibles pour le collisionneur LEP (inférieures à 2 MeV) et se trouvent absorbées explicitement dans l'erreur systématique.

La dispersion instantanée de l'énergie dans le centre de masse estimée grossièrement par l'expression 4.5 est également affectée par ce phénomène:

$$\sigma_{E_{CM}} = \kappa \sqrt{2} \sigma_{E_{faisceau}} \quad (4.8)$$

avec

$$0 < \kappa < 1 \quad (4.9)$$



FIG. 4.5 – Le phénomène de dispersion verticale pour $D_{e+}^* = -D_{e-}^*$: la longueur des flèches représente l'impulsion d'une particule. À gauche: $\delta y = 0$; à droite: $\delta y \neq 0$

4.2.5 Fonctionnement à une fréquence non centrale.

La longueur de l'orbite étant contrainte par la fréquence de fonctionnement des cavités, on peut définir une fréquence centrale f_c^{RF} -évoluant au cours du temps- associée à l'orbite passant au centre de tous les quadripoles⁴.

Si les cavités fonctionnent à cette fréquence, le champ vu au sein des quadripoles sera nul. Si ce n'est pas le cas, les faisceaux seront décentrés par rapport aux quadripoles et donc ressentiront un champ magnétique. Cela entraîne ainsi une modification de l'énergie suivant la relation[64]:

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{1}{\alpha_C} \frac{f^{RF} - f_c^{RF}}{f^{RF}} \quad (4.10)$$

où α_C est appelé facteur de compaction de l'impulsion, et dépend de l'optique employée.

Avant 1998, ce terme de correction demeurait relativement faible. Puis, les opérateurs prirent l'habitude de fonctionner régulièrement à des fréquences différentes de celle centrale. Les raisons étaient diverses:

- en 1998 et 1999, un fonctionnement à une fréquence supérieure (typiquement 150Hz par rapport à une valeur totale de 350MHz!) permit d'accroître la luminosité. En effet, cet ajustement entraîne, outre une réduction de l'énergie(cf équation 4.10) et une dispersion $\sigma_{E_{faisceau}}$ plus importante, une diminution de la taille du faisceau et donc un nombre accru d'interactions.
- en 2000, afin d'augmenter l'énergie maximum, le mode contraire fut testé de manière sporadique, au détriment de la luminosité. La fréquence était alors réduite de quelques dizaines de hertz.

On souligne enfin que dans les deux cas, la durée de vie du faisceau est dégradée par de telles opérations.

4. à condition bien sur que tous les quadripoles soient parfaitement alignés.

4.2.6 La procédure de rampe.

Avec l'étalement du champ de courbure déjà évoqué, la procédure de rampe[65] est l'innovation majeure de fonctionnement du LEP au cours de la dernière année de prise de données.

L'idée vient du constat que l'instabilité des cavités RF augmente avec le courant et l'énergie des faisceaux. L'astuce consiste à commencer un "fill"⁵ à une énergie moyenne (102.7 GeV ou 103.3 GeV par faisceau la plupart du temps), alors que les courants sont élevés; l'essentiel de la luminosité est enregistrée à ce point. Puis, avec la diminution des courants, l'énergie des faisceaux est augmentée au maximum en une ou deux étapes. Cette augmentation est appelée "rampe" et dure quelques minutes au cours desquelles l'énergie dans le centre de masse n'est pas précisément connue; les événements enregistrés durant cette période ne seront pas considérés dans les mesures de précision utilisant l'information de l'énergie dans le centre de masse, comme la mesure de la masse du W. Une fois les cavités RF stabilisées, le fonctionnement redevient normal.

La contrepartie de la très haute énergie atteinte est une instabilité plus importante: l'intégralité des cavités RF est ici poussée à son maximum. Si l'une d'entre elles connaît un problème, les faisceaux sont perdus, aucune puissance n'étant disponible en réserve. Pour compenser partiellement cela, un mode de fonctionnement à une fréquence proche de celle centrale fut adopté, affectant malheureusement une luminosité déjà limitée par les faibles courants.

La prise de données 2000 fut donc faite de compromis entre une haute luminosité importante pour les mesures de précision et l'énergie maximum, offrant le meilleur potentiel de découverte. L'analyse précise des différents canaux de recherche de nouvelles particules compliqua encore les choses, exhibant des comportements très variés: par exemple, la recherche du boson de Higgs nécessitait une énergie des faisceaux élevée avec une statistique importante, tandis que le chargino pouvait être découvert avec une très faible luminosité[66].

4.3 Mesure de l'énergie du faisceau.

4.3.1 Modèle.

L'équation 4.1 fournit une relation directe entre l'énergie du faisceau et le champ intégré sur l'anneau. Elle apparaît comme le moyen le plus fiable

5. ce terme désigne une période durant laquelle LEP garde les mêmes particules (fill signifie "remplir" en anglais). Sa durée en conditions normales est de quelques heures.

d'estimer l'énergie du faisceau à un instant donné.

Pour cela, un modèle est construit en partant de la formule[64]:

$$E_{faisceau}(t) = E_{dipole}(t) \times (1 + C_{autres}) \quad (4.11)$$

Le facteur E_{dipole} regroupe les contributions des aimants de courbure. L'utilisation en continue des sondes RMN permet de suivre l'évolution dans le temps de cette composante. Néanmoins, moins de 1% des dipoles étant équipés de sondes, une calibration est nécessaire pour déduire le champ total à partir des mesures ponctuelles. Pour cela, trois méthodes sont utilisées:

- la dépolarisation résonante déjà utilisée à LEP1.
- la mesure d'un angle de déviation par un spectromètre.
- les mesures de fréquences synchrotron.

Ces différents points seront détaillés dans les parties suivantes.

Le second facteur C_{autres} prend en compte les corrections liés aux quadripoles, correcteurs et cavités RF. Contrairement à E_{dipole} , toutes ses évolutions dans les temps sont estimées à l'aide de modèles dont la validité a été testée avec une grande précision à LEP1[67]. Les différentes contributions non détaillées ici proviennent notamment:

- des marées terrestres et du niveau du lac Léman qui, en déformant l'anneau du LEP, changent le champ magnétique vu par les faisceaux.
- de la montée en puissance du dipole.
- des contributions des correcteurs horizontaux et verticaux.

4.3.2 La méthode de dépolarisation résonante.

On considère un faisceau de particules du LEP partiellement polarisé transversalement. L'observation de la distribution angulaire de diffusion Compton d'un laser polarisé permet de déterminer très précisément le degré de polarisation du faisceau[68][69].

Si on applique à chaque tour un champ magnétique radial de fréquence ν_s , une faible rotation de l'axe du spin va s'opérer. Si en outre, l'application de ce champ est en phase avec la précession du spin, les rotations vont s'ajouter pour finalement obtenir une dépolarisation du faisceau. Or la fréquence de précession est reliée à l'énergie du faisceau par la formule:

$$\nu = \frac{g_e - 2}{2} \frac{E_{faisceau}}{m_e c^2}$$

où m_e et g_e désignent la masse et le moment magnétique de l'électron. On en déduit ainsi que la mesure de l'énergie du faisceau consiste en la mesure

de la fréquence ν_s , pour laquelle on observe une dépolarisation.

Cette méthode fut extensivement utilisée à LEP1, où les faisceaux acquièrent une polarisation naturelle. Elle permet ainsi d'atteindre une précision de 200KeV (soit 0.0005% en précision relative!).

En revanche, à LEP2, la polarisation naturelle disparaît avec l'accroissement de l'énergie et rend donc impossible l'application de cette méthode. Elle demeure néanmoins utilisée à basse énergie afin de calibrer les sondes RMN.

L'extrapolation à haute énergie est faite sous l'hypothèse de linéarité:

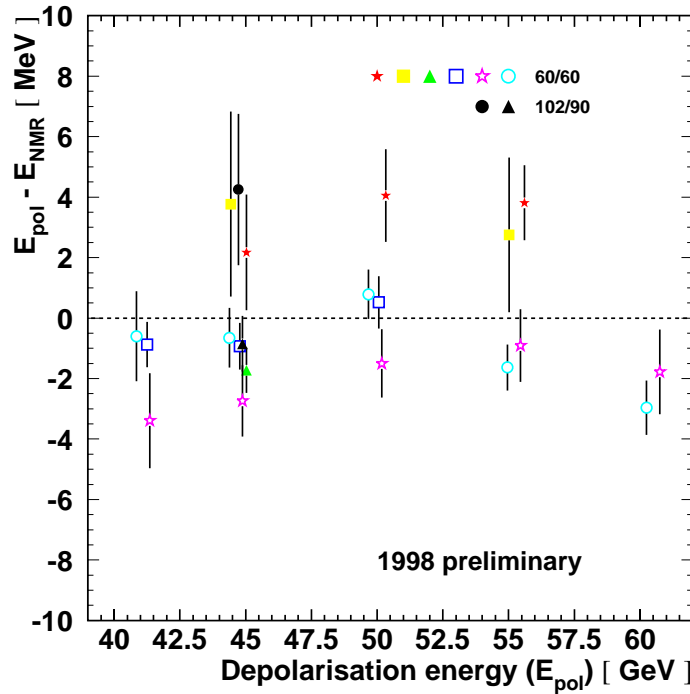


FIG. 4.6 – Différence entre énergie mesurée par la méthode de dépolarisation et celle prédite par les sondes RMN pour les différentes périodes dédiées de 1998. Deux optiques différentes (60/60 et 102/90) ont été utilisées durant l'année. On observe que les énergies les plus élevées ont été atteintes avec l'optique spécifique 60/60, tandis que les mesures avec l'optique de physique 102/90 permettent de vérifier la consistance des résultats.

$$E_{RMN}^i = a^i + b^i B_{RMN}^i \quad (4.12)$$

où i décrit l'ensemble des sondes RMN disponibles, chaque sonde ayant un comportement propre. Les coefficients a^i et b^i sont ainsi extraits par des expériences de dépolarisation résonante, effectuées durant des périodes dédiées

à des énergies variant entre 41 GeV et 61 GeV.

La figure 4.6 présente la différence entre l'énergie mesurée par la méthode de dépolarisation et celle prédite sous l'hypothèse de linéarité. Un accord au niveau de quelques MeV est observé.

4.3.3 La mesure à l'aide du spectromètre.

Afin de tester l'hypothèse du comportement linéaire des sondes RMN, un équipement spécifique a été installé sur l'anneau de LEP[70][71]. Le principe est basé sur la relation entre la déviation du faisceau dans le champ magnétique d'un dipole et son énergie:

$$\Delta\Theta \propto \frac{\oint Bdl}{E_{\text{faisceau}}} \quad (4.13)$$

Les études préliminaires ont ainsi estimé qu'il était possible d'atteindre une précision relative de l'ordre de 10^{-4} sur l'énergie du faisceau⁶.

Afin de réduire les incertitude sur le champ magnétique intégré, un aimant dipolaire du LEP fut remplacé par un nouveau, dont une cartographie précise fut réalisée en laboratoire.

La mesure de la déflexion des faisceaux est quant à elle réalisée par des moniteurs de position, qui consistent en quatre plaques capacitatives dont les différences de charges induites par le faisceau permettent de déterminer les deux coordonnées transverses avec une précision de l'ordre de 10^{-5} m. Enfin, les phénomènes de dilatation ou de mouvement de l'appareillage sont limités par un système de refroidissement et d'absorbeurs de cuivre qui protègent du rayonnement synchrotron, qui est susceptible d'entraîner un échauffement. Ils sont en outre contrôlés grâce à des fils de positions (voir figure 4.7)

Une mesure de déviation absolue étant techniquement impossible, les expériences de dépolarisation résonante sont utilisées pour la calibration de l'appareillage à basse énergie et à un moment donné. A l'issue de la mesure de dépolarisation, une montée aux énergies dites "de physique"⁷ est effectuée afin de contraindre les mesures des sondes RMN. Le lien entre l'estimation du spectromètre, qui est une mesure locale, et celle de dépolarisation résonante, qui est globale, est assuré par le modèle décrivant les cavités RF, déjà intensivement utilisé dans la méthode classique.

Les premiers essais ont été réalisés au cours de la prise de données de 1999,

6. on remarque que ce principe de mesure a été repris -en parallèle avec une mesure de diffusion Möller- par la collaboration Tesla pour la mesure de l'énergie des faisceaux du collisionneur linéaire de prochaine génération[72].

7. en réalité, l'énergie de faisceau est limitée à 100 GeV en raison de la nécessité de garder un faisceau stable et centré par rapport aux moniteurs de position.

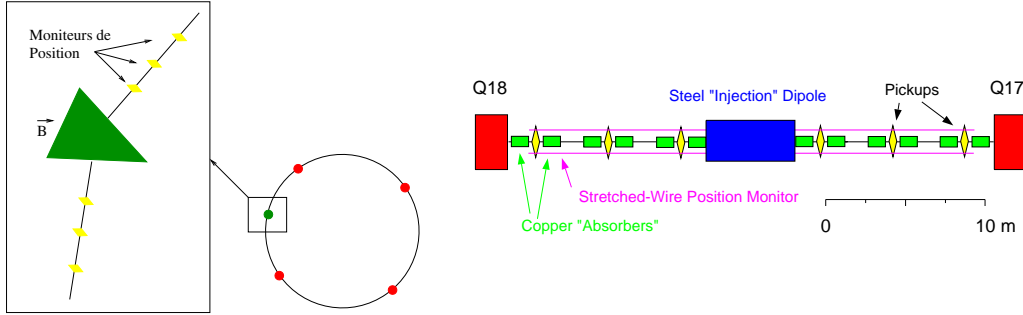


FIG. 4.7 – *A gauche: principe du spectromètre. A droite: différents composants: aimant dipolaire entouré de six moniteurs de position (pickups) et d'absorbeurs de cuivres (copper absorbers). L'ensemble est contrôlé par des fils de position (stretched wire).*

donnant des résultats prometteurs[73]. Avec une connaissance du champ magnétique au niveau de $2 \cdot 10^{-5}$, les erreurs systématiques attendues sont dominées par la mesure de la déviation des faisceaux et la précision du modèle des cavités RF:

- à basse énergie (41-60 GeV), l'erreur totale est estimée à une valeur entre 4.3 MeV et 6.7 MeV, suivant si les erreurs sur la position du faisceau sont supposées corrélées ou non entre les six moniteurs. Le réalisme de cette estimation fut démontrée grâce à des périodes de développement, au cours desquelles des mesures de dépolarisation résonante ont été effectuées à plusieurs énergies. Le spectromètre ayant été calibré à l'énergie la plus basse, les mesures suivantes ont servi de points de comparaison. Une dispersion de 8.0 ± 1.7 MeV a ainsi été observée, compatible avec l'erreur attendue.
- à haute énergie, des comparaisons entre les mesures du spectromètre et l'estimation à partir des sondes RMN ont également été réalisées. La dispersion de 14.7 ± 6 MeV est là encore compatible avec l'erreur systématique attendue comprise entre 7.9 MeV et 13 MeV.

Dans les deux cas, aucun biais significatif entre la mesure du spectromètre et la méthode classique n'a été observé.

Après ces premiers essais, de nombreuses expériences ont été menées en 2000, afin de passer de la compréhension de l'appareillage à de véritables contraintes sur l'énergie du faisceau. Leurs résultats, non inclus dans la détermination préliminaire, devraient être utilisés pour l'estimation finale.

4.3.4 Les mesures de fréquences synchrotron.

Contrairement au spectromètre, cette méthode présente l'avantage d'utiliser les équipements déjà existants. Elle consiste uniquement en un ajustement de la valeur mesurée de Q_s par rapport à la fonction[37]:

$$Q_s^2 = \frac{\alpha_C h}{2\pi E_{faisceau}} \sqrt{e^2 V_{RF}^2 - U_0^2} \quad (4.14)$$

où α_C désigne le facteur de compaction d'impulsion, h le nombre harmonique⁸, e la charge de l'électron, V_{RF} la tension des cavités et U_0 les pertes par rayonnement synchrotron.

En fonctionnement normal, la tension des cavités est fixée afin d'avoir une valeur de Q_s aux environs de 0.1-0.12. L'évolution de Q_s , quand la tension des cavités est variée, est représentée sur la figure 4.8 et permet de contraindre l'énergie du faisceau, qui demeure constante. Cette nécessité d'augmenter la

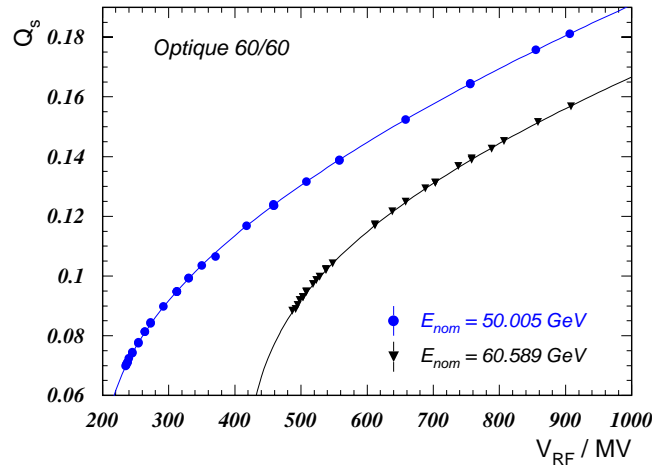


FIG. 4.8 – Variation de Q_s en fonction de V_{RF} et résultat de l'ajustement pour des énergies de 50.005 GeV et 60.589 GeV.

tension afin de contraindre l'ajustement empêche des mesures à très haute énergie, pour lesquelles les cavités sont déjà à leur maximum. Une mesure à 90 GeV fut néanmoins effectuée en 1999, qui fut au même titre que pour le spectromètre une année au cours de laquelle la méthode fut optimisée. Une précision entre 20 MeV et 25 MeV pour ce point fut ainsi atteinte, soit l'équivalent de la méthode classique (voir paragraphe 4.4.1), les contributions

⁸ le nombre harmonique est caractéristique de l'accélérateur et relie la fréquence d'oscillations des cavités à la fréquence de révolution: $f_{RF} = h f_{rev}$.

principales de l'erreur provenant de la connaissance du facteur de compaction et de la simulation des pertes d'énergie. Un bon accord avec les mesures de dépolarisation résonante et les estimations des sondes RMN fut également observé; sans pour autant contraindre davantage ces dernières, ces mesures alternatives permirent d'avoir une confiance accrue dans la méthodes classiques.

Là encore, des périodes de développement machine ont été ménagées en 2000 afin de continuer ces mesures, dont les résultats n'ont, eux aussi, pas encore été publiés à ce jour.

4.4 Mesure de l'énergie du faisceau pour Aleph.

4.4.1 Erreurs systématiques.

Le tableau 4.1 donne le résumé des incertitudes pour les années 1998, 1999 et 2000[74][75][76]. Les principales contributions proviennent par importance décroissante:

- du comportement non linéaire des sondes. Pour tester ce point, on utilise une autre méthode indépendante d'estimation de l'énergie: basée sur une mesure de flux dans une boucle couvrant 98% des dipoles de courbure, elle fut régulièrement utilisée au cours de LEP1. La couverture partielle des dipoles (également source d'incertitude explicite) et une relative instabilité limite cette méthode à un rôle de vérification. La figure 4.9 montre la différence entre l'énergie du faisceau mesurée par la boucle du flux et celle extrapolée à l'aide des mesures des sondes RMN. Suivant si on estime l'énergie en considérant l'ensemble des sondes RMN disponibles ou juste celles en état de marche pour toutes les mesures, on observe une déviation de 15 MeV ou 20 MeV. Une analyse parallèle fut également menée en moyennant tous les biais sonde par sonde. La distribution des biais obtenus donne une valeur moyenne de -11 ± 10 MeV compatible avec la valeur de 15 MeV retenue pour cette incertitude.
- en 2000, l'incertitude sur la contribution des correcteurs s'est accrue à 13 MeV en raison de l'application de la procédure BFS décrite au paragraphe 4.2.1; l'estimation de cette erreur fut réalisée à l'aide du spectromètre. L'évolution de l'énergie dans le centre de masse fut ainsi observée en temps réel quand on appliquait le champ magnétique additionnel dans les correcteurs. Un accord de l'ordre de 13 MeV fut ainsi observé avec les prédictions théoriques.

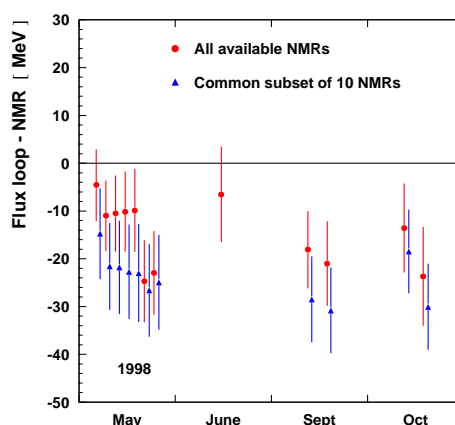


FIG. 4.9 – *Différence entre l'énergie du faisceau mesurée par la boucle du flux et celle extrapolée à l'aide des mesures des sondes RMN pour les 12 mesures de boucles de flux effectuées en 1998.*

- de la dispersion des estimations données par les différentes sondes RMN.
- de l'utilisation de différentes optiques. En effet, la méthode de dépolarisation résonante à hautes énergies (i.e au dessus de 50 GeV) nécessite des optiques spécifiques pour atteindre un degré de polarisation suffisant. La comparaison aux alentours de 40 GeV des résultats obtenus avec les deux types d'optique permet d'estimer cette incertitude (voir figure 4.6).
- la modélisation des cavités RF.

Les autres incertitudes ont des contributions inférieures à 5 MeV.

La mesure de l'énergie du faisceau s'appuyant sur des techniques impliquant l'intégralité de l'anneau du LEP et non un point particulier, les erreurs systématiques sont communes à toutes les expériences. En revanche, la valeur finale est spécifique à chaque expérience en raison des corrections dues aux cavités RF.

4.4.2 Cas de l'expérience Aleph.

En pratique, les champs magnétiques estimés par les sondes RMN sont enregistrés toutes les quinze minutes, ou dès qu'un changement de configuration de la machine (typiquement fréquence des cavités RF) peut faire varier l'énergie du faisceau. Cette dernière est ensuite déduite à l'aide de l'équation 4.11. Il est ainsi possible d'estimer pour chaque événement l'énergie dans le

Source	Erreur(MeV)		
	1998	1999	2000
Extrapolation RMN / Polarisation			
Sondes RMN: rms/ \sqrt{N} à haute énergie	8	11	13
Différentes procédure de calibration	4	3	3
Test d'extrapolation grâce à la boucle de flux			
Différence RMN-Boucle de flux à haute énergie	15	15	15
Champ non mesuré par la boucle de flux	5	5	5
Systématique due à la polarisation	1	1	1
Différences d'énergies e^+e^-	2	2	2
Différence d'optiques	6	4	4
Correcteurs- BFS	4	2	13
Phénomènes de marée	1	1	1
Energie initiale du dipole	1	1	2
Montée en puissance du dipole	1	1	1
Corrections spécifiques au point d'interaction			
Modèle RF	4	5	5
Dispersion	1	1	1
Total	20	21	25

TAB. 4.1 – *Incertitudes systématiques sur les estimations d'énergies du faisceau en 1998, 1999 et 2000.*

centre de masse auquel il s'est produit.

Outre la valeur instantanée pour chaque événement, on a pour habitude de déterminer la valeur pondérée par la luminosité enregistrée par l'expérience. Techniquement, cela est effectué en extrayant l'énergie de chaque événement avec au moins 30 GeV dans un luminomètre (Sical ou Lcal- voir chapitre 5 pour la description du détecteur). Ces événements désignés sous le terme de "classe 7" présentent l'avantage d'être très fréquents et donc d'occurrence corrélée avec la luminosité. On obtient ainsi la distribution de la figure 4.10 pour la période d'énergie nominale 200 GeV, la valeur moyenne représentant ainsi l'énergie dans le centre de masse pondérée par la luminosité.

La figure 4.10 représente également l'énergie moyenne en fonction du numéro de fill⁹. L'espacement croissant des fills en fin d'année 1999 s'explique par le fait que les fills pris à 202 GeV s'intercalent ici. On observe ainsi une faible décroissance de l'énergie au cours de l'année. Ceci peut s'expliquer par un fonctionnement croissant en mode "haute luminosité", où la fréquence

9. le numéro de fill croît dans le temps.

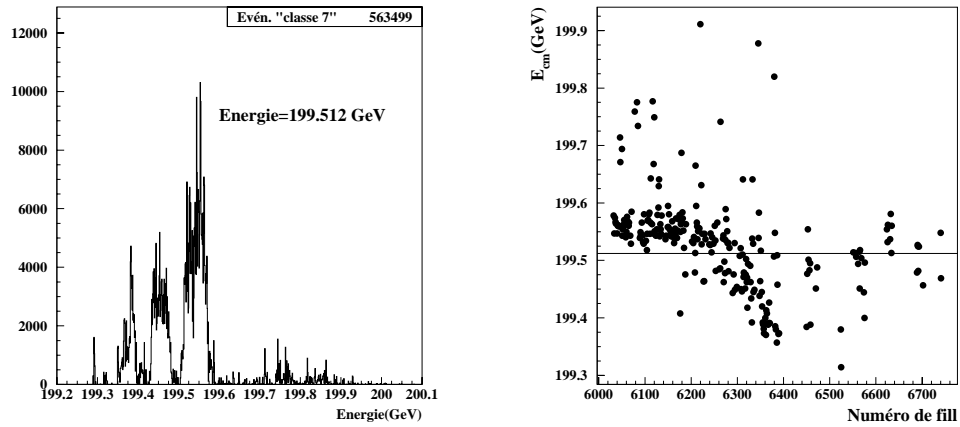


FIG. 4.10 – *A gauche: distribution des énergies instantanées pour les événements de "classe 7" enregistrés à 200 GeV. A droite: énergie moyenne par fill. La ligne horizontale représente la valeur moyenne.*

des cavités RF est augmentée. Il en découle une réduction d'énergie et une augmentation de sa dispersion. La forte corrélation entre ces deux variables observée sur la figure 4.11 confirme cette explication.

Le comportement à l'intérieur d'un fill est très stable, comme en atteste la fi-

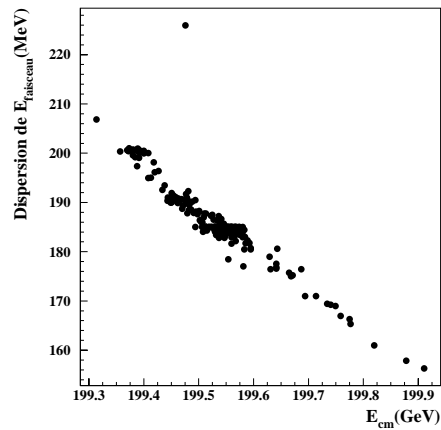


FIG. 4.11 – *Corrélation entre l'énergie dans le centre de masse et la dispersion de l'énergie du faisceau pour la période d'énergie nominale de 200 GeV.*

gure 4.12 où sont représentées les variances des distributions d'énergie fill par fill. La figure de droite représente quant à elle l'évolution de l'énergie dans le

centre de masse au cours d'un fill (en l'occurrence le numéro 6691) avec une variance assez importante. On observe deux décrochements typiques autour de 8000s (comptées depuis le début de la journée) et de 9500s. Elles correspondent à des variations brusques de fréquence RF réalisées afin de conserver le faisceau. Le relevé de fréquences RF nous informe ainsi que, après avoir débuté le fill à une fréquence de 100hz supérieure à la fréquence centrale, cette différence a été brusquement réduite à 20hz, entraînant du même coup une augmentation de l'énergie dans le centre de masse (voir équation 4.10). Une cavité ayant certainement des problèmes, le mode de fonctionnement dit de "haute luminosité" est devenu très instable et l'opérateur préfère choisir une configuration plus stable avec une fréquence plus proche de celle centrale. Une fois le problème résolu, la différence est remontée à 120hz (expliquant donc l'énergie dans le centre de masse encore plus basse), avant de connaître à nouveau des problèmes et de repasser à 20hz, pour finalement perdre le faisceau.

Enfin, le tableau 4.2 donne les valeurs repondérées par la luminosité de l'éner-

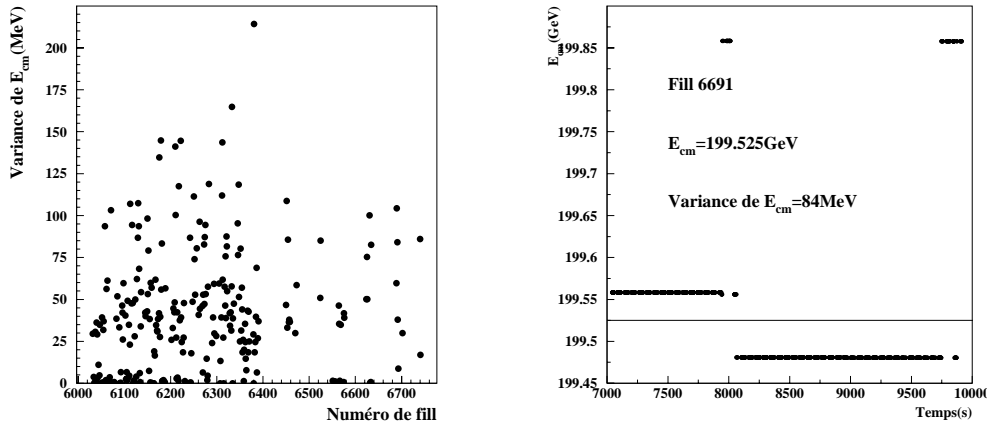


FIG. 4.12 – *A gauche: distribution des variances d'énergie dans le centre de masse fill par fill pour la période à 200 GeV. A droite: exemple d'évolution dans le temps d'un fill avec une variance importante. La ligne horizontale représente la valeur moyenne du fill.*

gie dans le centre de masse et de la dispersion de l'énergie du faisceau.

On souligne la particularité des lots appelés 205 et 207. Ces données ont ainsi été enregistrées en 2000, année au cours de laquelle l'énergie dans le centre de masse a été poussée au maximum, notamment grâce à la procédure de rampe détaillée au paragraphe 4.2.6; il en résulte une dispersion de l'énergie plus importante que pour les autres lots, comme le montre la figure 4.13.

On remarque ainsi deux pics importants autour de 205 GeV et 207 GeV, points de fonctionnement optimale de la machine en terme d'énergie et de stabilité. Le pic secondaire à 204 GeV contient principalement des données enregistrées au début de l'année. Afin de garder une statistique raisonnable,

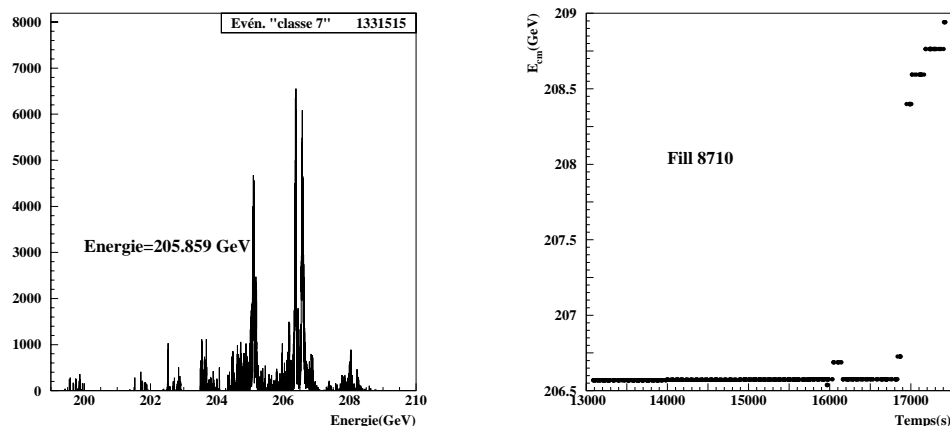


FIG. 4.13 – *A gauche: distribution des énergies instantanées pour les événements de "classe 7" enregistrés en 2000. A droite: évolution de l'énergie dans le centre de masse durant le fill 8710.*

il a été décidé par la plupart des groupes de physique de scinder les données en seulement deux lots de tailles similaires, la valeur de séparation ayant été fixée arbitrairement à 205.5 GeV.

La figure 4.13 propose également l'évolution durant le fill 8710, au cours duquel fut atteinte la plus haute énergie dans le centre de masse: 208.941 GeV. On remarque le décrochement caractéristique de la procédure de rampe autour du temps 17000s. Trois faibles gains sont ensuite observés, conséquences de la réduction de la fréquence des cavités RF (voir paragraphe 4.2.5).

4.5 Conclusion.

La détermination de l'énergie du faisceau du LEP a été détaillée pour la méthode classique et deux méthodes alternatives. Afin d'explicitier les sources d'incertitudes relatives à cette mesure, on a introduit quelques notions de physique des accélérateurs, qui serviront à nouveau dans l'estimation des erreurs systématiques de l'analyse décrite au chapitre 7.

Dans ce dernier, on se référera en outre à de nombreuses reprises à l'énergie dans le centre de masse repondérée par la luminosité, dont la méthode

$E_{nominale}$	E_{CM} (GeV)	Erreur sur E_{CM} (MeV)	$\sigma_{E_{faisceau}}$ (MeV)	Luminosité (pb^{-1})		
189	188.629	40	177	174.2	\pm	0.7
192	191.595	42	180	28.9	\pm	0.1
196	195.516	42	189	79.8	\pm	0.4
200	199.512	42	188	86.3	\pm	0.4
202	201.624	42	180	42.0	\pm	0.2
205	204.860	50	177	81.6	\pm	0.4
207	206.530	50	171	133.7	\pm	0.7

TAB. 4.2 – Résumé des valeurs d'énergie dans le centre de masse, de la dispersion de l'énergie du faisceau et de la luminosité pour l'expérience ALEPH en 1998, 1999 et 2000.

d'extraction dans l'expérience Aleph a été également décrite.

Chapitre 5

Le détecteur Aleph.

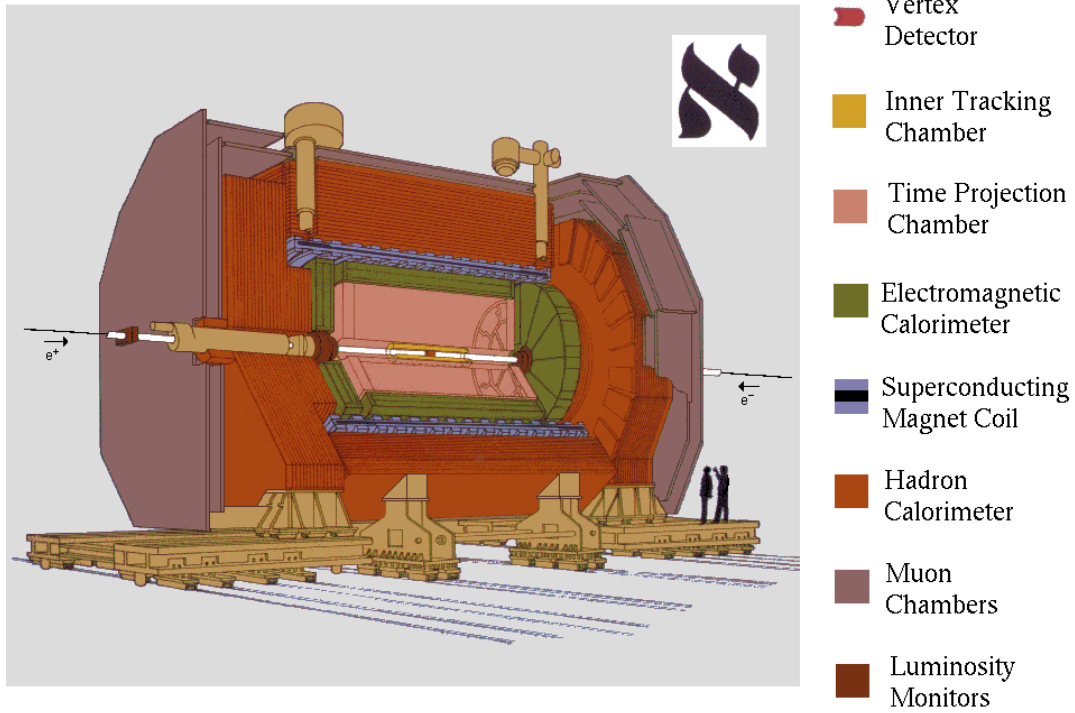
On présente dans ce chapitre le contexte expérimental de l'expérience Aleph située au point d'interaction 4 du LEP, à 143 m sous terre. A cette occasion, on pourra se référer à l'appendice A présentant des événements réels. En s'appuyant sur des cas concrets, la lecture de cette partie permettra une familiarisation facilitée avec les différents sous-détecteurs.

5.1 Description générale.

D'aspect cylindrique, le détecteur Aleph mesure 11 m de long et 12 m de diamètre, avec une partie centrale -le tonneau- fermée aux deux extrémités par deux bouchons, afin d'obtenir une hermiticité maximale.

Il adopte la structure classique avec différentes couches de sous-détecteurs aux fonctionnalités complémentaires (voir figure 5.1):

- le détecteur de vertex(VDET), la chambre interne à traces(ITC) et la chambre à projection temporelle(TPC) constituent les détecteurs de traces chargées. En outre, le champ magnétique créé par un solénoïde supraconducteur courbe leurs trajectoires, permettant ainsi une mesure des impulsions et de la charge.
- les calorimètres électromagnétique(ECAL) et hadronique(HCAL) fournissent une mesure de l'énergie des électrons, photons et hadrons. Les muons constituent -avec les neutrinos bien entendu!- la majorité des particules parvenant à traverser les deux calorimètres. Leur présence est alors signalée par les chambres situées totalement à l'extérieur.
- enfin, la présence de calorimètres (Sical, Lcal, et Bcal) à petits angles permet une mesure précise de la luminosité et augmente l'hermiticité du détecteur. Associés au détecteur Samba, ils permettent aussi un contrôle du bruit de fond du au LEP.



The ALEPH Detector

FIG. 5.1 – *Le détecteur Aleph en coupe.*

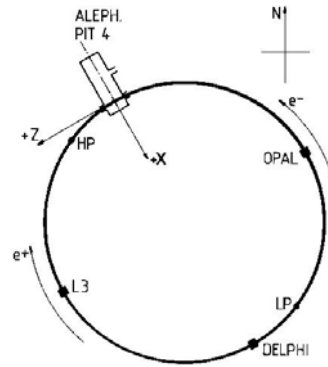
Par la suite, on utilisera indifféremment le système de coordonnées cartésiennes (l'axe z étant suivant le faisceau d'électrons, l'axe x horizontal pointé vers l'intérieur du LEP et l'axe y vertical), ou les coordonnées sphériques associées:

$$x = r \sin \theta \cos \phi$$

$$y = r \sin \theta \sin \phi$$

$$z = r \cos \theta$$

où l'angle polaire θ appartient à l'intervalle $[0; \pi]$ et l'azimuth ϕ à $[0; 2\pi]$.



Enfin, sauf en cas de mention explicite, les informations détaillées dans la suite de ce chapitre sont extraites des ouvrages et articles de référence [77][78][79].

5.2 Les détecteurs de traces.

Comme nous le verrons au chapitre 6, la mesure des angles des produits de désintégration du Z est primordiale dans l'analyse des événements $Z\gamma$, et notamment la reconstruction de la masse invariante des deux fermions finaux.

Cette mesure reçoit une contribution majoritaire des trois détecteurs de traces chargés. Plongés dans un champ magnétique longitudinal homogène, ils autorisent également une estimation de l'impulsion transverse, grâce à la mesure de la courbure de l'hélice.

5.2.1 Le détecteur de micro vertex (VDET).

Le VDET est le détecteur situé le plus près du faisceau. Très utilisé dans les analyses de physique impliquant des vertex déplacés (physique du quark b ou c , recherche du boson de Higgs se désintégrant en paires $b\bar{b}$...), il permet également de contraindre les directions des traces chargées. Il est constitué de

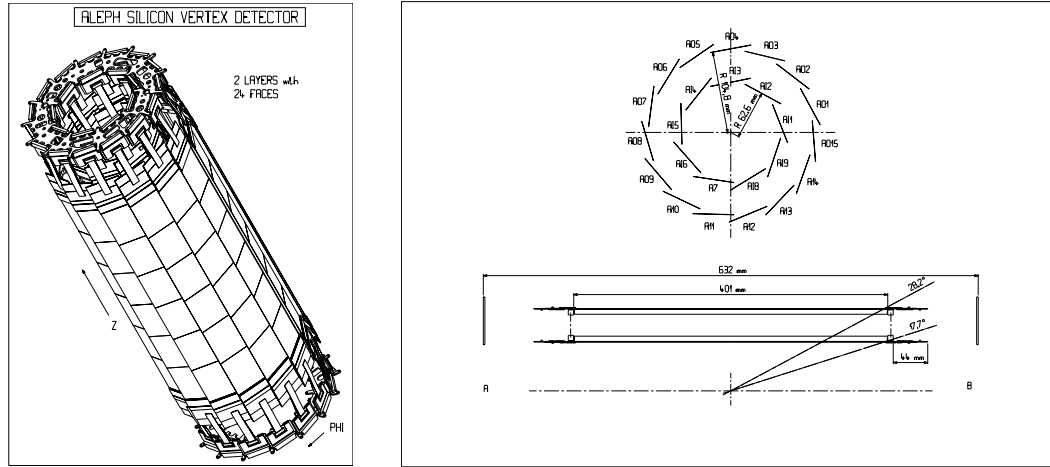


FIG. 5.2 – A gauche: vue en 3D du VDET. A droite: vue du VDET dans le plan xy (en haut) et xz (en bas).

9 et 15 faces de silicium arrangées suivant deux couches concentriques à 6 cm et 15 cm du point d'interaction, chaque face étant composée de 6 plaquettes (voir figure 5.2). Chaque plaquette permet une mesure des trois coordonnées de la trace grâce aux micropistes arrangées suivant les directions z et $r\phi$ sur chacune de ses faces.

Afin de limiter les phénomènes de dilatation dus à l'humidité ou aux changements de température, l'ensemble est monté sur une structure rigide en kevlar et fibre de carbone et est constamment refroidi par une circulation

d'eau[80]. En effet, vu le faible bras de levier, une simple variation de $100\mu m$ du rayon aurait des effets dramatiques sur la mesure de l'angle polaire.

Un alignement indépendant des autres détecteurs¹ est aussi effectué en laissant 6 degrés de liberté (3 rotations et 3 translations) à chaque facette. Il en résulte un système linéaire à 864 inconnues contraint principalement par deux types d'événements[81][82]:

- les événements dans lesquels on observe une trace avec trois impacts dans le VDET, grâce aux recouvrements de faces. Il en est ainsi de 5% des traces (voir par exemple la figure A.3). La position relative de deux facettes voisines peut ainsi être contrôlée.
- les événements hadroniques qui grâce à leur grande multiplicité ont des impacts dans de nombreuses facettes, permettent de contraindre la géométrie globale du détecteur.

L'application de cette procédure permet d'aboutir à une résolution de $10\mu m$ suivant $r\phi$ et inférieure à $50\mu m$ suivant z (voir figure 5.3), l'incertitude due à la résolution intrinsèque étant dominante par rapport à l'alignement.

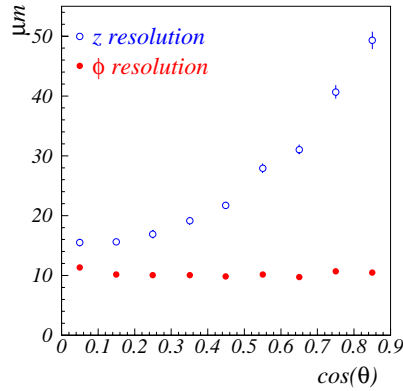


FIG. 5.3 – Résolution du Vdet suivant z et $r\phi$, estimée grâce aux événements avec trois impacts en fonction de l'angle polaire.

5.2.2 La chambre interne à traces (ITC).

L'ITC est une chambre à dérive multifils cylindrique remplie d'un mélange gazeux à 80% d'argon et 20% de dioxyde de carbone. Située juste après le VDET, sa longueur est de 2 m et ses rayons internes et externes sont respectivement de 13 cm et 29 cm. Grâce à son agencement des cellules (voir figure 5.4) suivant 8 couches concentriques, il est possible de reconstruire jusqu'à 8

1. ou presque: la TPC et l'ITC sont utilisées pour mesurer la courbure de la trace.

points de la trace chargée (voir figure A.3).

Les coordonnées du plan $r\phi$ sont déterminées grâce au temps de dérive jus-

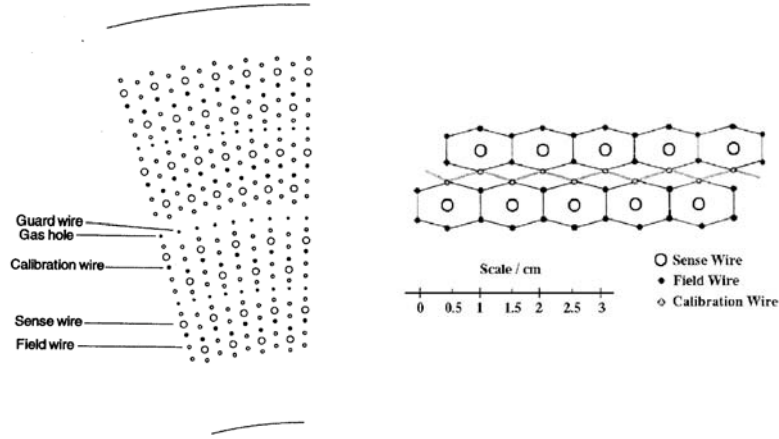


FIG. 5.4 – *A gauche: détail d'un plan final de l'ITC. A droite: cellule de l'ITC.*

qu'au fil sensitif. Une résolution de $150\mu\text{m}$ est ainsi obtenue. La coordonnée z est quant à elle estimée en mesurant la différence de temps d'arrivée aux deux extrémités de la chambre mais sa résolution est limitée à 5 cm. Le rôle de l'ITC suivant la direction longitudinale se limitera ainsi au déclenchement de l'acquisition, sa contribution à la reconstruction finale étant faible.

5.2.3 La chambre à projection temporelle (TPC).

Avec un rayon s'étendant de 31 cm à 1.8 m et une longueur de 4.7 m, la TPC est le coeur de détection des traces chargées d'Aleph. Son volume séparé en deux par une membrane de mylar portée à un potentiel de -27kV^2 (voir figure 5.5) est rempli d'un mélange argon-méthane dans les proportions 91%-9%. Quand une particule pénètre dans l'enceinte, elle ionise le gaz. Les électrons ainsi créés dérivent sous l'effet des champs électrique et magnétique à une vitesse d'environ $5\text{ cm}/\mu\text{s}$ jusqu'au plan situé à l'extrémité de la chambre. Arrivés à proximité des plans de fils des secteurs (voir figure 5.5), le phénomène d'avalanche apparaît, créant un signal dans les fils sensitifs et les plans de damiers situés en aval. Une grille de fils est enfin activée, créant un champ dipolaire local afin d'empêcher la diffusion des ions positifs dans tout l'espace de dérive, ce qui entraînerait l'apparition d'une charge d'espace

² les deux extrémités étant reliées à la masse, on observe la création d'un champ électrique longitudinal de dérive.

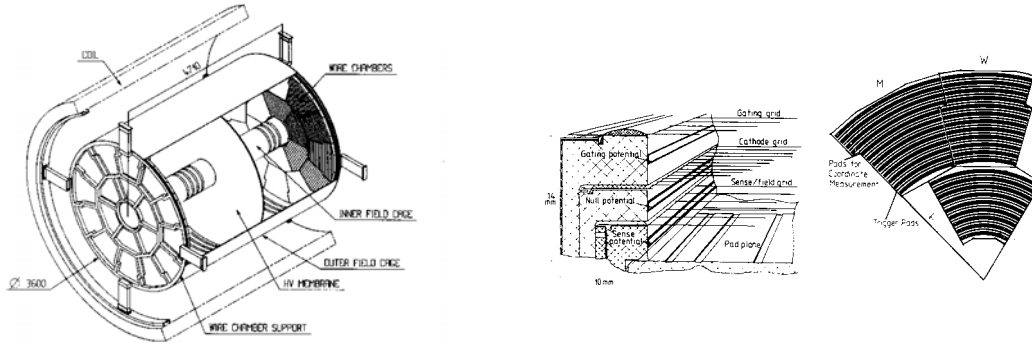


FIG. 5.5 – *A gauche: la chambre à projection temporelle. A droite: détails d'un secteur.*

et des perturbations dans la vitesse de dérive.

Les coordonnées dans le plan $r\phi$ sont déduites grâce à l'information des damiers, avec une résolution moyenne de $173\mu m$. La détermination de la coordonnée z nécessite quant à elle la connaissance de la vitesse de dérive des électrons. Il en résulte une résolution moindre de $740\mu m$. Enfin outre ces deux informations, les fils permettent une mesure de la perte spécifique par ionisation utile pour discriminer les pions des kaons ou protons et participent également au déclenchement de l'acquisition.

La précision de mesure de la TPC peut être sérieusement dégradée en cas de distorsion des champs de dérive ou de courbure ou par des variations de la vitesse de dérive. Le contrôle de ces paramètres est effectué par un système de lasers et de miroirs[83], ainsi que par une analyse "hors ligne" des événements $\gamma\gamma$ enregistrés[84]. L'alignement relatif des différents secteurs est réalisé en utilisant des événements d'impulsion connue (par exemple: $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$), indépendamment des autres détecteurs.

5.2.4 Reconstruction et performances finales.

Les traces sont reconstruites en assemblant dans un premier temps les points de mesures de la TPC les plus proches et compatibles avec une hélice. Elles sont ensuite extrapolées vers les deux détecteurs internes. L'inefficacité de reconstruction due aux recouvrements de traces ou aux zones mortes a été estimée à 1.4% grâce à une étude Monte Carlo.

La mesure de la courbure de l'hélice donne accès à l'impulsion transverse. Les performances sont résumées sur le tableau 5.1. On observe que à l'exception de l'ITC pour la coordonnée z , chaque sous-détecteur contribue en proportions similaires à la résolution finale. Cela est notamment la consé-

Détecteur	Impulsion transverse	Paramètre d'impact	
	$\sigma(1/p_t)[GeV/c]^{-1}$	$\sigma(r\phi)[\mu m]$	$\sigma(z)[\mu m]$
TPC	1.2×10^{-3}	310	808
+ITC	0.8×10^{-3}	107	808
+VDET	0.6×10^{-3}	23	28

TAB. 5.1 – Résolutions sur l'impulsion transverse et le paramètre d'impact déterminées grâce aux événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les différentes lignes correspondent aux étapes successives de la reconstruction, quand on inclue les informations des détecteurs internes.

quence des procédures d'alignement les plus indépendantes possibles les unes des autres.

On souligne enfin que les traces d'angle polaire inférieur à 0.45 rad (soit $|\cos(\theta)| > 0.9$) sont uniquement détectées par les deux chambres externes, le détecteur de vertex ayant une couverture limitée vers l'avant. La TPC assure quant à elle une mesure précise avec au moins quatre points jusqu'à des angles de 18° (soit $|\cos(\theta)| < 0.95$).

5.3 La calorimétrie.

Les informations issues des calorimètres -électromagnétique et hadronique, auquel on associe les chambres à muons- nous intéressent à plusieurs titres dans l'analyse des événements $Z\gamma$: la direction et l'énergie des photons présentent une sensibilité importante vis à vis des couplages neutres à trois bosons de jauge (voir chapitre 8). Ces variables, associées à l'énergie des jets, permettent également une amélioration de la détermination de la masse du propagateur (voir chapitre 6). Enfin, les chambres à muons sont utilisées dans la sélection des désintégrations muoniques du Z.

5.3.1 Le calorimètre électromagnétique (ECAL).

Situé entre la TPC et l'aimant, le ECAL est constitué de 12 modules dans le tonneau, et autant dans chaque bouchon. Chacun consiste en un empilement de 45 couches, successions de plans de radiateur en plomb, de tubes à fils fonctionnant en mode proportionnel et courant sur l'intégralité de la longueur du module, et de damiers de lecture de taille $3 \times 3 \text{ cm}^2$ (voir figure 5.7). La gerbe électromagnétique, initiée dans les feuilles de plomb se développe en ionisant le gaz au voisinage des fils d'anodes, induisant dans le

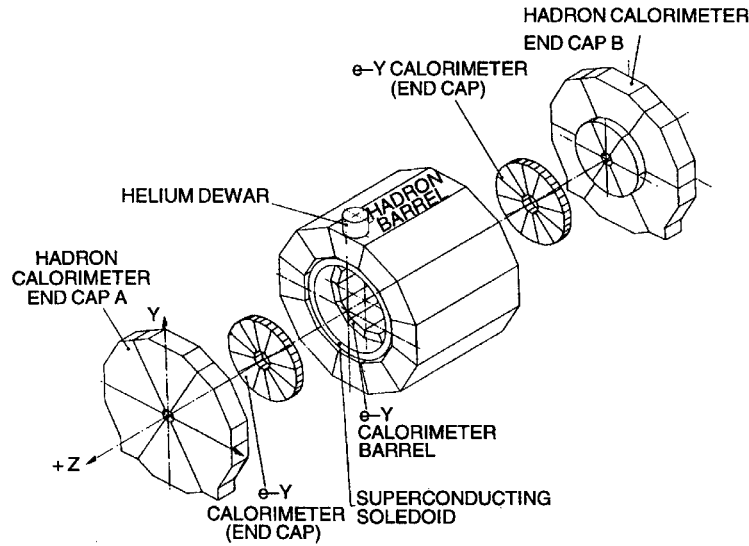


FIG. 5.6 – Vue éclatée des calorimètres et du solénoïde.

même temps un signal capacitif sur les damiers.

Afin de limiter le nombre de voies électroniques les damiers sont regroupés

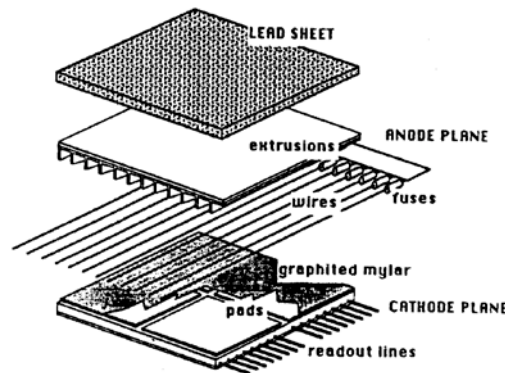


FIG. 5.7 – Exemple de couche du calorimètre électromagnétique.

entre eux suivant trois étages (de 10, 23 et 12 couches) de tours projectives pointant vers le point d'interaction. La très fine granularité est ainsi préservée: 0.94° suivant l'angle azymuthal et $0.93^\circ \sin \theta$ suivant l'angle polaire.

Les fils, quant à eux, sont incapables de déterminer la position mais leur regroupement suivant chaque plan -et non en étages- leur permet de mesurer précisément la forme longitudinale de la gerbe.

La présence de ces deux signaux complémentaires permet ainsi une recons-

truction tridimensionnelle très précise de la gerbe. En outre, la redondance partielle des informations est un moyen efficace de détecter des voies d'électronique anormalement bruyantes et de vérifier la cohérence des signaux enregistrés.

On observe les résolutions pour des électrons de 45 GeV:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/GeV}} + 0.009 \quad \sigma_{\theta,\phi} = \frac{2.5}{\sqrt{E/GeV}} + 0.25 mrad$$

L'ensemble représentant 22 longueurs de radiation, tous les photons, électrons et pions neutres sont arrêtés par le ECAL.

5.3.2 Calorimètre hadronique (HCAL).

D'aspect mécanique très semblable à celui du ECAL, le HCAL se distingue principalement de ce dernier par:

- un fonctionnement en mode saturé des tubes à fils.
- l'utilisation de fer comme radiateur à la place du plomb.
- une granularité quatre fois moins fine.

Sa résolution en énergie est de:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/GeV}}$$

Enfin, le HCAL est complété à l'extérieur par deux nouvelles couches de tubes à fils fonctionnant en mode saturé. Elles sont nommées chambres à muons, ces derniers constituant la presque totalité des traces chargées capables d'atteindre ce point. Du fait de leur faible interaction avec la matière, la plupart des muons d'énergie supérieure à 3 GeV traversent en effet l'intégralité du détecteur. L'impulsion étant bien déterminée par la TPC, seule une information digitale positionnelle nous intéressera ici.

5.3.3 Identification des photons dans le Ecal.

L'intégralité des cellules du premier étage est parcourue, afin de former des amas de cellules, toutes voisines et d'énergie non nulle. Les cellules des deuxième et troisième étages sont éventuellement rattachées aux précédents amas. Un amas est considéré comme candidat photon si son énergie totale est supérieure à 250 MeV et si son barycentre se trouve à au moins 2 cm de toute trace chargée.

La position, d'abord estimée à partir du barycentre des positions des damiers pondérés par l'énergie, est corrigée par la "courbe en s" (voir figure 5.8) afin de tenir compte de la taille non nulle des damiers.

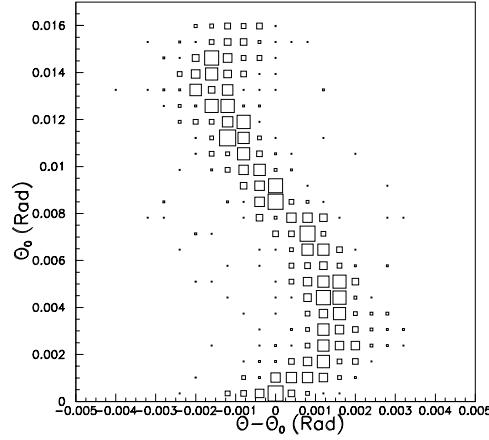


FIG. 5.8 – *Différence entre le barycentre des quatre tours principales du ECAL et la position extrapolée à partir de la trace pour les événements Bhabha.*

L'énergie quant à elle est déterminée à partir de la somme des énergies des quatre cellules centrales. Un facteur multiplicatif estimé sur la fraction d'énergie déposée sur une telle portion par un "vrai" photon est ensuite appliquée. Cette procédure a pour but de réduire les biais dus aux bruit de fond hadronique ou à la construction des amas. Elle a néanmoins pour effet secondaire de dégrader la résolution en énergie estimée finalement à :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.25}{\sqrt{E/GeV}}$$

5.4 Moniteurs de luminosité.

L'observation d'un déficit ou d'un excès d'événements $Z\gamma$ pouvant être la signature de couplages anormaux à trois bosons, il convient de limiter l'incertitude sur la normalisation par la luminosité. Pour cela, trois détecteurs sont placés à bas angles, où la section efficace de diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) est importante et bien prédite par la théorie :

- situé à très bas angles, le BCAL fournit une estimation de la luminosité durant la prise de données.
- le SICAL et le LCAL servent quant à eux à déterminer la luminosité définitive utilisée pour les analyses, les erreurs systématiques étant mieux contrôlées qu'avec le BCAL.

Une précision de l'ordre de 0.5% [85][86][87] fut ainsi atteinte en 1998 et 1999 (voir aussi le tableau 4.2), les erreurs systématiques, provenant notamment de la connaissance de la géométrie des détecteurs, étant majoritaires avec une contribution de l'ordre 0.41%.

5.5 L'algorithme de flux d'énergie.

Si on estime naïvement l'énergie totale d'un événement en faisant la somme des différents dépôts, on obtient une résolution de:

$$\sigma(E)/E = 1.2/\sqrt{E/GeV}$$

Il est possible de l'améliorer en utilisant les facultés d'identification et en recoupant les informations, dont on estime qu'elles proviennent d'une même particule. Pour cela une procédure en plusieurs étapes est appliquée.

Dans un premier temps, un nettoyage de l'événement est effectué. Les traces dont l'origine est contenue dans un cylindre d'axe (Oz), de longueur 10 cm et de rayon 2 cm, sont considérées comme "bonnes", si elles ont au moins 4 points d'impact dans la TPC³. Elles sont gardées au même titre que les traces provenant d'un vertex déplacé reconstruit. Les autres seront ignorées. Puis, tout signal de damier de calorimètre, d'occurrence régulière et incompatible avec l'information des fils, est lui aussi rejeté.

On procède ensuite à l'éventuelle association entre les traces chargées et les dépôts calorimétriques. Les différents objets ainsi formés sont ensuite classés suivant leur nature:

- électrons; en cas de désaccord sur l'impulsion entre les détecteurs de traces et les calorimètres, on fait l'hypothèse d'apparition d'énergie neutre sous forme de rayonnement de Brehmsstrahlung.
- muons; les objets calorimétriques voisins de faible énergie sont également retirés.
- les traces chargées non identifiées comme électron ou muon sont traitées comme des pions.
- les objets neutres énergétiques: photons et pions.
- les dépôts hadroniques neutres constituent la majorité des objets restants.

Les objets des luminomètres, pour lesquels aucune identification n'est possible, sont enfin rajoutés.

Cette procédure de recoupement des différentes informations permet une amélioration sensible de la résolution sur le flux d'énergie:

$$\sigma(E) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E/GeV} + (0.6 \pm 0.3) GeV$$

Elle fournit en outre un ensemble d'objets de quadrivecteur bien déterminé, sur lesquels nous allons pouvoir effectuer notre analyse.

3. 8 dans la TPC et 1 dans l'ITC, si l'impulsion est supérieure à 15 GeV.

Chapitre 6

Sélection des événements $Z\gamma$.

Les événements de retour au pic du Z ont déjà été évoqués au chapitre 1. Après un rappel de cinématique, est détaillée la sélection des canaux hadronique et muonique, qui seront utilisés dans les analyses de physique décrites ultérieurement (chapitre 7 pour la mesure de l'énergie dans le centre de masse et 8 pour les mesures de couplages). Une méthode originale de reconstruction de la masse invariante des fermions finaux est aussi présentée dans le cas des quarks.

Au même titre que pour le chapitre 5, on aura intérêt à se reporter à l'appendice A pour illustrer les sélections détaillées ici.

6.1 Préliminaire cinématique.

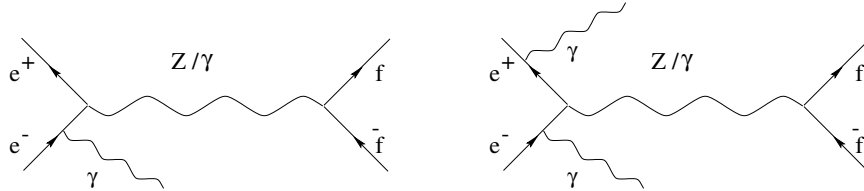


FIG. 6.1 – *Le processus $Z\gamma$. A gauche: avec simple radiation dans l'état initial. A droite: avec double radiation dans l'état initial.*

Le retour au pic du Z (voir figure 6.1 et paragraphe 1.2.1) est rendu possible par l'émission de un ou plusieurs photons réels dans l'état initial. On observe sur la figure 6.2 que la radiation est unique dans environ 60% des cas, et double dans 30%. En outre, grâce à la distribution de l'angle polaire d'émission, on observe que la majorité des photons sont émis presque

colinéairement aux faisceaux ($|\cos(\theta)|$ proche de 1).

Nous allons successivement considérer les trois cas :

- émission d'un photon unique dans l'état initial selon l'axe (Oz)
- émission d'un photon unique dans l'état initial selon un axe quelconque.
- émission de plusieurs photons dans l'état initial.

Dans un premier temps, on raisonnera sur les fermions en ignorant les phénomènes d'hadronisation ainsi que les effets de détecteur.

~Emission d'un photon unique dans l'état initial selon l'axe (Oz).

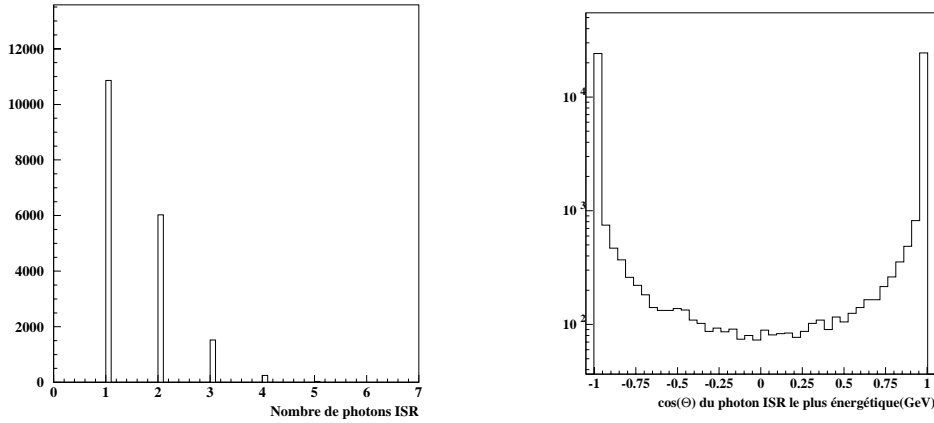


FIG. 6.2 – *A gauche: nombre de photons émis dans l'état initial avec une énergie supérieure à 500 MeV (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV). A droite: distribution de l'angle polaire du photon émis dans l'état initial le plus énergétique (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV).*

La cinématique du système à trois corps (le photon et les deux produits de désintégration du Z: f et \bar{f}) est alors très simple. La conservation de l'énergie-impulsion donne pour le système (γ, Z) :

$$\begin{cases} E_Z + E_\gamma &= \sqrt{s} \\ P_Z^z + P_\gamma^z &= 0 \end{cases}$$

où P^z désigne l'impulsion algébrique suivant l'axe z, et \sqrt{s} l'énergie dans le centre de masse. On a supposé ici que les faisceaux étaient collinéaires et de même énergie. Le cas réel étant légèrement différent, l'impact de la déviation sera estimé dans le calcul des erreurs systématiques.

Si le boson Z est produit sur sa couche de masse, on peut en déduire l'énergie du photon:

$$E_\gamma = \frac{s - M_Z^2}{2\sqrt{s}} \quad (6.1)$$

Cela correspond à 188.6 GeV à une énergie de 72 GeV, comme le montre la figure 6.3, la largeur du pic étant la conséquence de la largeur du Z. Cette émission va entraîner une poussée importante du Z dans la direction opposée au photon. Il va en résulter une topologie particulière des deux fermions: en général, un fermion est émis dans les bouchons et le second dans le tonneau. Cela est notamment visible sur la figure 6.3 représentant la corrélation entre les deux angles des produits de désintégration.

En appliquant toujours la conservation de l'énergie-impulsion et en supposant

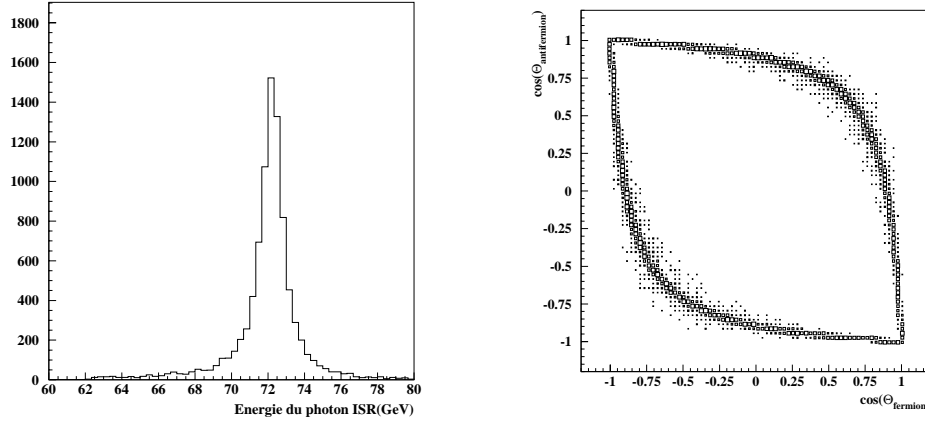


FIG. 6.3 – *A gauche: énergie du photon radié dans l'état initial dans le cas d'une émission unique (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV). A droite: corrélation entre les angles des deux produits de désintégration dans le cas d'une émission unique suivant (Oz) dans l'état initial (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV).*

les fermions de masse nulle, on peut exprimer $\sqrt{s'}$, la masse invariante des deux fermions en fonction des seuls angles des deux fermions:

$$\frac{s'}{s} = \frac{\sin(\theta_f) + \sin(\theta_{\bar{f}}) - |\sin(\theta_f + \theta_{\bar{f}})|}{\sin(\theta_f) + \sin(\theta_{\bar{f}}) + |\sin(\theta_f + \theta_{\bar{f}})|} \quad (6.2)$$

Cette relation est exacte, quand un seul photon est émis selon (Oz). On définit également la quantité reliée x :

$$x = 1 - \frac{s'}{s}$$

Dans le cas d'une émission unique, cette variable s'interprète comme la fraction d'énergie du faisceau emportée par le photon:

$$x = \frac{E_{\text{photon}}}{E_{\text{faisceau}}}$$

On remarque enfin que dans ce cas précis les deux fermions sont dos à dos dans le plan transverse.

~Emission d'un photon unique dans l'état initial selon un axe quelconque.

Quand le photon unique est radié dans l'état initial suivant un axe quelconque, la cinématique à trois corps demeure inchangée, la seule modification consistant en une rotation du système d'axe faisant coïncider le nouvel axe (Oz) avec la direction de radiation. La relation 6.1 demeure ainsi toujours valable. Cela est également le cas de la formule 6.2 permettant de calculer la quantité $\sqrt{s'}$ en remplaçant les angles polaires par les angles entre l'(anti)fermion et le photon initial.

~Emission de plusieurs photons dans l'état initial.

Le cas où plusieurs photons sont émis dans l'état initial est le plus délicat. Si tous les photons sont émis suivant la même direction par une unique particule (électron ou positron), la cinématique demeure identique, en vertu de la relation:

$$\sum_{photons} |\vec{p}_\gamma| = \left| \sum_{photons} \vec{p}_\gamma \right|$$

Les relations vues précédemment demeurent ainsi valables.

En revanche, si les photons sont émis suivant des axes différents ou par l'élec-

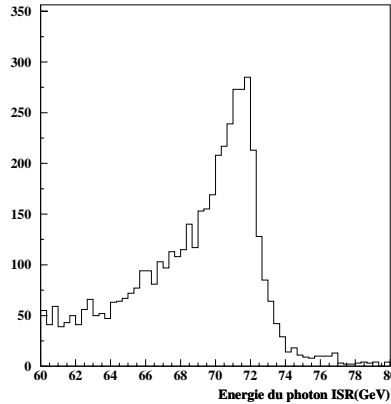


FIG. 6.4 – *Energie du photon le plus énergétique radié dans l'état initial dans le cas d'une émission multiple (au moins deux photons radiés) (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV).*

tron et le positron, cela n'est plus le cas. Par exemple, dans le cas où chaque particule initiale radie un photon, la poussée du Z est moindre, le cas extrême étant la double radiation de deux photons de même énergie. Dans ce

cas le Z est produit au repos dans le référentiel du laboratoire, et les fermion et antifermion sont détectés dos à dos par l'expérimentateur, comme dans un processus sans retour au pic du Z . La seule mesure des angles ne permet plus de distinguer un événement de retour radiatif d'un événement à haute énergie. On observe alors une quantité reconstruite $\sqrt{s'}/s$ systématiquement supérieure à sa vraie valeur.

La figure 6.4 correspond à la distribution d'énergie du photon le plus énergétique dans le cas d'émission multiple. Il est toujours possible de distinguer un pic autour de 72 GeV peuplé d'événements où la radiation du photon dur a été accompagné de radiations de photons de faible énergie. On remarque en outre la présence d'importantes queues à basse énergie; dans ce cas, le retour au pic du Z a été rendu possible par la radiation de plusieurs photons moyennement énergétiques.

~Résumé.

On considère dans cette dernière partie les méthodes d'analyse à appliquer aux données réelles, en incluant les effets de détecteur.

En pratique, la relation 6.2 sera utilisée pour extraire la quantité x d'un événement de retour radiatif avec deux muons dans l'état final. Dans le cas d'une désintégration hadronique du Z , une amélioration utilisant la mesure d'énergie par les calorimètres sera apportée (voir paragraphe 6.2.5).

En outre, d'après la figure 6.2, environ 30% des photons sont émis avec une impulsion transverse suffisante pour être détectés. Il est alors possible d'opérer le changement d'axe décrit précédemment afin de garder une bonne précision de reconstruction. Il est pour cette raison important de compter sur des sous détecteurs avec une bonne granularité.

Enfin, la figure 6.5 propose un résumé des différents cas mentionnés précédemment à travers de deux variables reconstruites et pour une énergie dans le centre de masse égale à 188.6 GeV. On introduit pour cela la masse visible égale à la masse invariante de tous les objets "flux d'énergie", à l'exception de ceux compatibles avec un photon émis dans l'état initial. On peut ainsi distinguer trois grands types d'événements. Ceux avec une masse visible élevée et une quantité $\sqrt{s'}/s$ proche de 1 correspondent aux événements à haute énergie. Ne nous intéressant pas, il seront rejetés par une coupure sur la variable x . On observe également une accumulation importante d'événements avec une masse visible autour de 90 GeV et une variable $\sqrt{s'}/s$ proche de 0.5. Ils correspondent à des retours radiatifs au pic du Z avec émission unique ou émission multiple suivant la même direction, pour lesquels la formule 6.2 est exacte¹. Enfin, la bande verticale située au dessus de cette accumulation est peuplée d'événements multiradiatifs; alors que la masse visible est toujours

1. la valeur 0.5 correspond approximativement au rapport $\frac{91.18}{188.6}$.

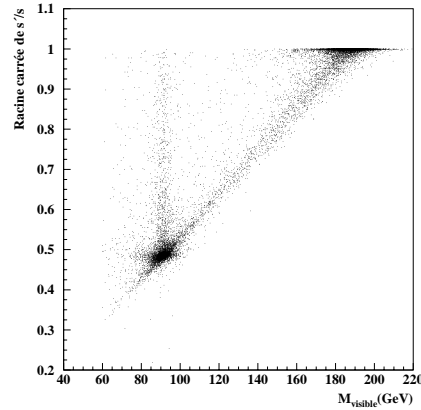


FIG. 6.5 – *Distribution de la variable reconstruite $\sqrt{s'}/s$ en fonction de la masse visible.*

voisine de la masse du Z , la variable $\sqrt{s'}/s$ est biaisée, en raison de la radiation secondaire réduisant la poussée du Z .

La coupure sur x conservera les événements simple radiatifs ou multi radiatifs fortement balancés, qui composent le deuxième groupe. Le choix d'une coupure plus ou moins contraignante sera discutée dans l'estimation des erreurs systématiques.

6.2 Le cas des événements hadroniques.

La sélection des événements hadroniques consiste en quatre étapes distinctes: après une présélection, un algorithme recherche les éventuels photons détectés dans l'appareillage. L'événement est contraint en deux jets, en excluant les éventuels photons détectés. Une reconstruction cinématique est ensuite appliquée afin d'améliorer la précision sur la quantité x .

6.2.1 Présélection.

Une présélection est réalisée uniquement sur la base des informations données par la TPC. On requiert ainsi la présence d'au moins cinq traces provenant du point d'interaction, avec quatre points d'impact dans le TPC et d'angle polaire compris entre 18° et 162° ($|\cos(\theta)| < 0.95$).

Afin de rejeter le bruit de fond $\gamma\gamma$, on impose également que la somme des

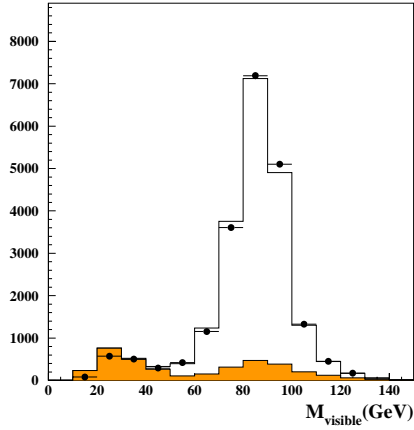


FIG. 6.6 – *Distribution de masse visible pour les données(+) et le Monte Carlo(-) entre 189 GeV et 207 GeV. La partie grisée correspond à l'ensemble des bruits de fond, les processus $\gamma\gamma$ étant fortement majoritaires pour les faibles masses visibles.*

énergies des traces dépasse 10% de l'énergie dans le centre de masse, et que la masse invariante visible soit supérieure à 50 GeV (voir figure 6.6). En effet, électrons et positons s'échappent la plupart du temps le long du tube à vide avec une large fraction de l'énergie disponible, entraînant ainsi une forte réduction de la masse visible.

6.2.2 Traitement des photons.

Les photons détectés par le calorimètre électromagnétique sont ensuite recherchés. Pour cela, on applique l'algorithme de jet Jade. Il consiste en l'association de deux traces si leurs masse invariante et énergie visible vérifient :

$$M_{invariante} < E_{visible} \times y_{cut}$$

où le y_{cut} est une quantité ajustable. Plus elle sera petite, plus les jets seront collimés.

Le y_{cut} étant fixé à 0.08, on obtient un certain nombre de jets formés à partir des objets "flux d'énergie". Ceux dont la proportion d'énergie électromagnétique est supérieure à 95% (ou 90%) seront considérés comme photons et leurs objets constitutifs seront exclus de l'étape suivante.

La figure 6.7 montre les distributions d'angle polaire et de masse de recul du photon reconstruit par cette méthode pour les énergies entre 189 GeV et

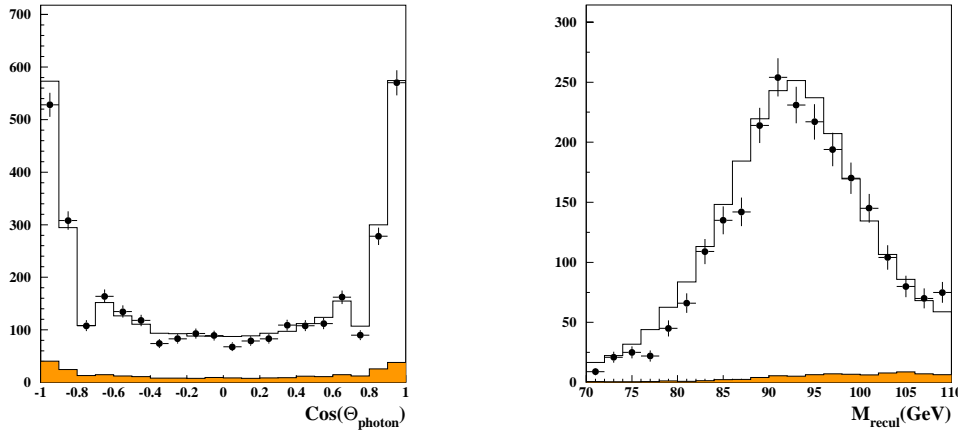


FIG. 6.7 – *A gauche: distribution de l'angle polaire du photon détecté par le Ecal pour les données(+) et le Monte Carlo(-) dans le canal hadronique. A droite: distribution de la masse de recul du photon détecté par le Ecal pour les données(+) et le Monte Carlo(-).*

207 GeV. La seconde variable est directement reliée à l'énergie du photon par la formule:

$$M_{recul}^2 = \sqrt{s}(\sqrt{s} - 2 \times E_\gamma)$$

où la quantité noté \sqrt{s} désigne l'énergie dans le centre de masse estimée par le LEP. Contrairement à l'énergie du photon, cette variable présente l'avantage d'être indépendante de l'énergie dans le centre de masse², permettant ainsi d'ajouter les distributions des différentes énergies. On observe un accord relativement bon entre données et Monte Carlo, attestant de la simulation correcte de l'émission et de la reconstruction des photons.

Bien qu'aucune identification ne soit possible aux angles où sont situés les luminomètres, un dépôt énergétique dans le Lcal ou le Sical sera considéré comme candidat photon; en effet, la probabilité qu'il s'agisse d'un photon ISR est grande, ceux ci étant majoritairement émis avec une faible impulsion transverse.

Les distributions des masses de recul et d'angle polaire sont donnés sur la figure 6.8. Les objets situés dans les luminomètres seront en outre ignorés dans toutes les procédures suivantes de formation de jets.

2. il s'agit en fait de la masse du Z mesurée grâce à la seule énergie du photon.

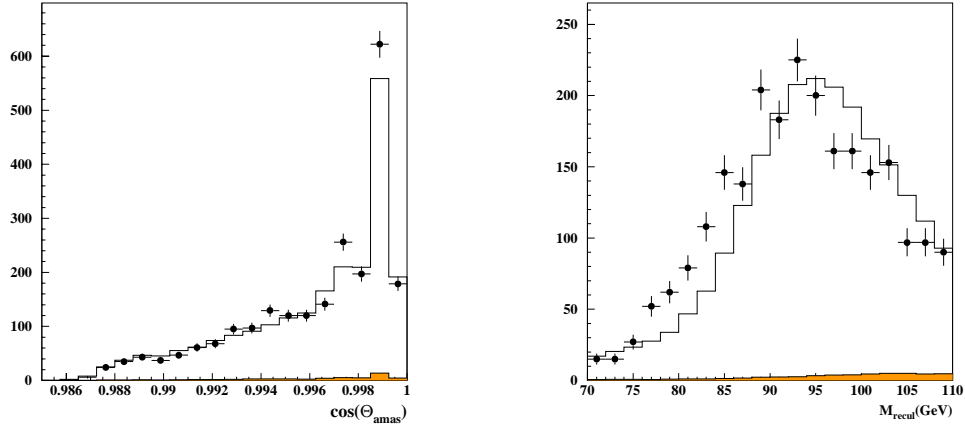


FIG. 6.8 – *A gauche: distribution de l'angle polaire du candidat photon des luminomètres pour les données(+) et le Monte Carlo(-) dans le canal hadronique. A droite: distribution de la masse de recul du candidat photon des luminomètres pour les données(+) et le Monte Carlo(-).*

6.2.3 Contrainte en deux jets.

Afin de contraindre l'événement en deux jets, l'algorithme Jade est à nouveau utilisé. Initialement égal à 0.08, le paramètre y_{cut} est modifié itérativement jusqu'à obtenir un événement contraint en deux jets. Sa valeur finale plus ou moins grande rendra ainsi compte de la géométrie plus ou moins étalée des jets.

En l'occurrence, la distribution de la figure 6.9 montre que la valeur de départ suffit à contraindre la plupart des événements en deux jets; seule une minorité de cas nécessite une valeur de y_{cut} supérieure, une valeur de 0.08 correspondant à un événement comportant initialement trois jets ou plus; on observe en outre une bonne reproduction des données par le Monte Carlo. La distribution de masse des jets représentée sur la figure 6.9 est une indication supplémentaire du réalisme de la simulation de la fragmentation par le programme Jetset avec un bon accord entre Monte Carlo et données.

En raison de l'acceptance limitée de la TPC, une dégradation de la résolution sur les angles est observée quand les jets sont près du tube à vide. En conséquence, on rejettera tout événement avec un jet dont l'angle polaire a un cosinus supérieur à 0.95 en valeur absolue.

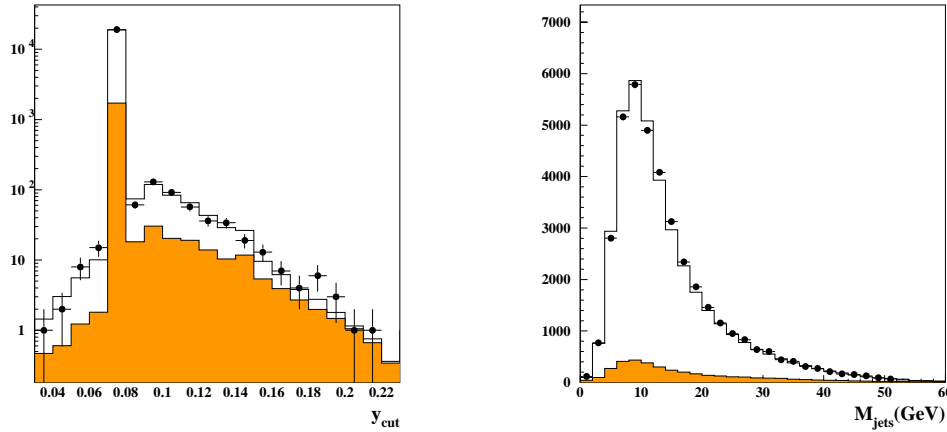


FIG. 6.9 – *A gauche: distribution du y_{cut} pour les données(+) et le Monte Carlo(-) en échelle semi logarithmique. A droite: distribution des masses invariantes des jets pour les données(+) et le Monte Carlo(-).*

6.2.4 Résumé.

En définitive, l'événement est caractérisé par les quadrivecteurs des jets issus des deux quarks de désintégration, accompagnés éventuellement du quadrivecteur d'un candidat photon. Les deux études détaillées aux chapitres 7 et 8 étant basées sur des comparaisons données/ Monte Carlo, une simulation réaliste de l'émission initiale est impérative. Dans le cas où le photon est détecté, un bon accord au niveau de l'angle polaire et de l'énergie a déjà été constaté (voir figure 6.7). L'exploitation des événements où le photon s'échappe le long du tube à vide, permet également un test de la simulation de la radiation. En effet, dans le cas idéal où le photon est émis le long de l'axe (Oz), les deux jets sont dos à dos dans le plan azimuthal. En réalité, le photon est généralement émis avec une faible impulsion transverse non nulle. Même lorsque le photon s'échappe dans le tube à vide, il est possible de tester la modélisation de cette impulsion transverse, en traçant la quantité $|\phi_1 - \phi_2| - \pi$ (voir figure 6.10). Les événements où le photon est émis presque longitudinalement peuplent le pic autour de 0, tandis que ceux où le photon a une grande impulsion transverse sont situés dans les queues. On observe un très bon accord entre les données et le Monte Carlo.

Des vérifications concluantes sur la description des jets ont également été menées au paragraphe 6.2.3.

À l'issue de cette procédure de sélection, il est possible de déduire la quantité $\sqrt{s'}/s$ grâce à la relation 6.2. Dans le cas des désintégrations hadroniques,

une amélioration va cependant être apportée.

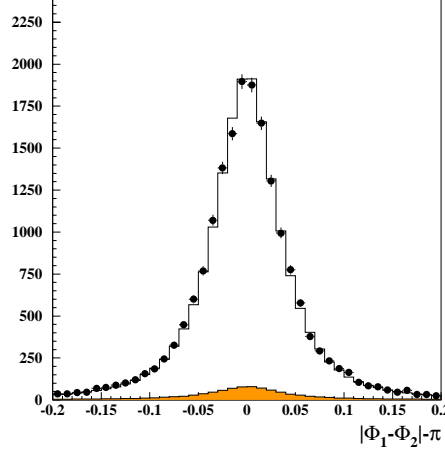


FIG. 6.10 – *Distribution de la variable $|\phi_1 - \phi_2| - \pi$ pour les données(+) et le Monte Carlo(-) dans le canal hadronique.*

6.2.5 Reconstruction cinématique.

Il a déjà été mentionné que la relation 6.2 est seulement exacte au niveau parton, avec émission de photons par un unique faisceau le long de l'axe (Oz)- ou du moins d'un axe unique. Afin d'améliorer la précision sur $\sqrt{s'}$, il apparait intéressant d'utiliser l'information de l'énergie, jusqu'à maintenant ignorée[88].

Pour cela, on fait l'hypothèse que les angles sont bien mesurés au contraire des énergies. On introduit alors un facteur multiplicatif pour le quadrvecteur de chaque jet, laissant les angles invariants:

$$E_i^{rec} = \alpha_i E_i^{mes} \quad (6.3)$$

$$\vec{P}_i^{rec} = \alpha_i \vec{P}_i^{mes} \quad (6.4)$$

où *rec* désigne une quantité reconstruite, *mes* une quantité mesurée et où *i* décrit l'ensemble des deux jets.

L'hypothèse d'une émission suivant (Oz) permet de contraindre les impulsions transverses, et ainsi d'obtenir une relation entre les deux coefficients multiplicatifs:

$$\alpha_1 |\vec{P}_{xy1}^{mes}| = \alpha_2 |\vec{P}_{xy2}^{mes}| \quad (6.5)$$

La définition de la quantité R en découle immédiatement:

$$R = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{|\vec{P}_{xy1}^{mes}|}{|\vec{P}_{xy2}^{mes}|} \quad (6.6)$$

En appliquant ensuite la conservation de l'énergie-impulsion, on en déduit le nouveau quadrivecteur du photon:

$$\begin{cases} E_\gamma = \sqrt{s} - \alpha_1 E_1^{mes} - R\alpha_1 E_2^{mes} \\ P_\gamma^x = 0 \\ P_\gamma^y = 0 \\ P_\gamma^z = -(\alpha_1 P_{z1}^{mes} + R\alpha_1 P_{z2}^{mes}) \end{cases}$$

La condition sur la masse nulle du photon permet enfin d'aboutir à une équation du deuxième degré en α_1 :

$$[\alpha_1(E_1^{mes} + RE_2^{mes}) - \sqrt{s}]^2 - \alpha_1^2[P_{z1}^{mes} + RP_{z2}^{mes}]^2 = 0 \quad (6.7)$$

$$\Leftrightarrow \left(\frac{\alpha_1}{\sqrt{s}}\right)^2 [(E_1^{mes} + RE_2^{mes})^2 - (P_{z1}^{mes} + RP_{z2}^{mes})^2] - 2\frac{\alpha_1}{\sqrt{s}}(E_1^{mes} + RE_2^{mes}) + 1 = 0 \quad (6.8)$$

La résolution donne deux solutions, dont une non physique est facilement exclue. On en déduit ainsi le couple solution $(\frac{\alpha_1}{\sqrt{s}}, \frac{\alpha_2}{\sqrt{s}})$ et enfin la quantité:

$$\frac{s'}{s} = \left(\frac{\alpha_1}{\sqrt{s}}E_1^{mes} + \frac{\alpha_1}{\sqrt{s}}E_1^{mes}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1}{\sqrt{s}}\vec{P}_1^{mes} + \frac{\alpha_2}{\sqrt{s}}\vec{P}_2^{mes}\right)^2 \quad (6.9)$$

Afin de conserver les seuls événements de retour au pic du Z , une dernière coupure est appliquée sur la variable reliée x :

$$0.6 < x = 1 - \frac{s'}{s} < 0.88$$

Dans le cas où un candidat photon a été trouvé, son axe est utilisé pour la reconstruction cinématique. Une simple rotation de l'ensemble du repère orthonormé est opérée afin de faire coïncider l'axe du photon avec le nouvel axe (Oz).

La coupure inférieure sur l'énergie du photon est choisie à partir d'une étude Monte Carlo réalisée à 189GeV. Pour différentes valeurs, la différence entre la masse reconstruite du propagateur et celle générée de 100000 événements Monte Carlo est déterminée. La largeur et la valeur moyenne des ajustements gaussiens des distributions sont extraites afin d'estimer les performances de

la reconstruction; on considère également le nombre de mauvaise identification du photon.

Les résultats résumés dans le tableau de la figure 6.11 font apparaître une amélioration des performances quand la coupure sur l'énergie devient plus contraignante; cela est visible sur l'évolution de la proportion de mauvaises identifications, ainsi que sur les largeurs décroissantes des distributions.

Afin de conserver une statistique raisonnable d'événements, un compromis

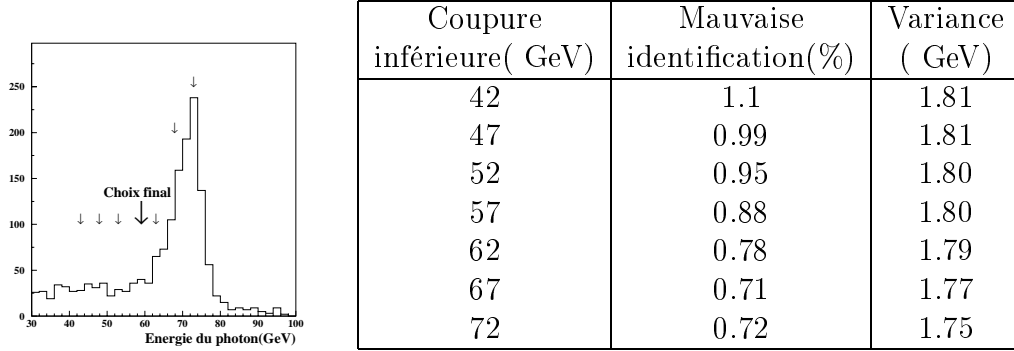


FIG. 6.11 – *A gauche: distributions de l'énergie du photon détecté à 189 GeV; les différentes options de coupure sont indiquées par des flèches. A droite: performances de la reconstruction cinématique en fonction de la coupure inférieure sur l'énergie du photon.*

avec une coupure inférieure à 57 GeV a été réalisé, le pic de retour radiatif se situant à 72 GeV. Dans ce cas, la direction du photon initial est déterminée avec une résolution inférieure à 1mrad; en outre, dans moins de 1% des cas, un pion est identifié comme photon par l'appareillage(voir figure 6.12).

Pour les lots d'énergie dans le centre de masse supérieure, on gardera une différence de 15 GeV entre la valeur de la coupure et celle du pic d'énergie du photon.

Les performances de cette procédure -avec ou sans photon détecté- par rapport à la méthode classique sont résumées sur la figure 6.13, une amélioration sensible étant observée. On remarque ainsi la présence d'un biais, la valeur moyenne n'étant pas centrée en zéro. Dans la mesure où les analyses des chapitres 7 et 8 consistent en des comparaisons données/ Monte Carlo, ce biais sera identique dans les deux cas; il ne nécessitera donc pas de traitement spécial.

6.2.6 Performances de la sélection.

Les tableaux 6.1 et 6.2 résument les performances de cette sélection pour les différentes énergies, suivant si l'appareillage a détecté un photon ou non.

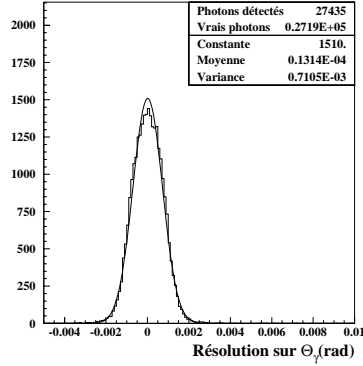


FIG. 6.12 – Résolution sur l'angle polaire du photon détecté par le calorimètre électromagnétique.

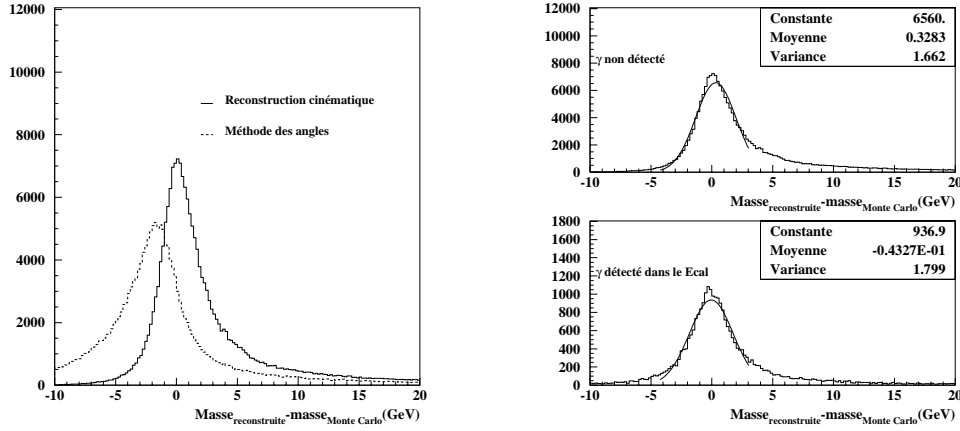


FIG. 6.13 – A gauche: quantité $\sqrt{s'}_{Reconst.} - \sqrt{s'}_{MonteCarlo}$ déterminé par les méthode classique et de reconstruction cinématique. A droite: quantité $\sqrt{s'}_{Reconst.} - \sqrt{s'}_{MonteCarlo}$ déterminé par la méthode de reconstruction cinématique sous différentes hypothèses de détection du photon radié dans l'état initial.

Dans le premier cas, un pureté de l'ordre de 90% est observé. En présence d'un photon détecté, la pureté est encore accrue, les processus avec une grande énergie manquante (Zee , ZZ et $\gamma\gamma$) ne passant plus les critères de sélection.

En comparant la figure 6.14 avec la figure 6.2, on remarque que la sélection a permis d'augmenter la proportion d'événements avec une radiation unique; en outre, près de 75% des événements avec radiation multiple ont moins de 8 GeV emportés par les photons secondaires.

Processus	Energie nominale						
	189	192	196	200	202	205	207
Signal	5745	909	2377	2415	1139	2173	3423
WW	181	32	95	112	55	110	173
ZZ	40	5	18	21	11	25	47
$We\nu$	26	6	18	21	10	22	36
Zee	165	59	84	92	45	88	144
$\gamma\gamma$	38	7	23	23	13	24	40
événements observés	6114	1012	2578	2665	1274	2357	3841
événements attendus	6195	1018	2615	2682	1273	2442	3857

TAB. 6.1 – *Composition des lots aux sept énergies nominales considérées entre 189 GeV et 207 GeV dans le canal hadronique, le photon initial n'étant pas détecté.*

Processus	Energie nominale						
	189	192	196	200	202	205	207
Signal	1802	286	739	752	351	669	1063
WW	24	4	13	14	7	13	20
ZZ	12	2	5	5	3	5	9
$We\nu$	0	0	0	0	0	0	0
Zee	12	4	6	6	3	6	10
$\gamma\gamma$	6	1	1	1	1	3	5
événements observés	1856	280	841	799	341	633	973
événements attendus	1856	297	761	778	365	696	1107

TAB. 6.2 – *Composition des lots aux sept énergies nominales considérées entre 189 GeV et 207 GeV dans le canal hadronique, un candidat photon ayant été détecté.*

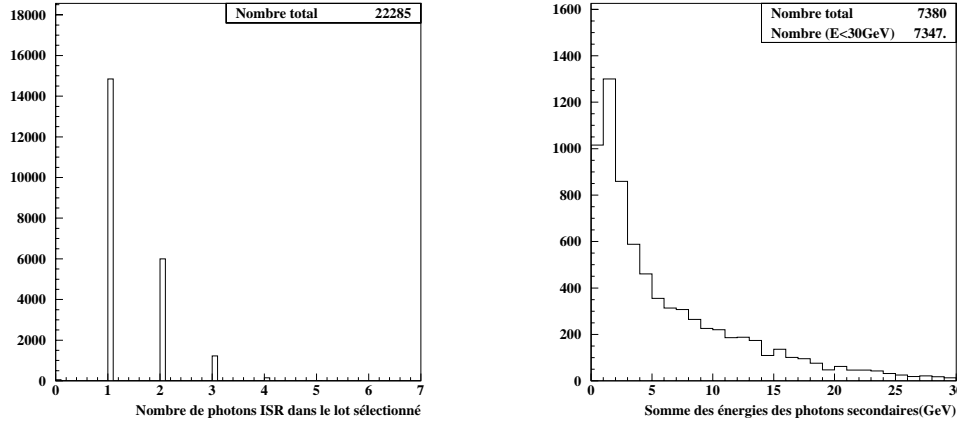


FIG. 6.14 – *A gauche: nombre de photons émis dans l'état initial avec une énergie supérieure à 500 MeV (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV et acceptés par la sélection). A droite: énergie emportée par les photons secondaires en cas de radiation multiple (événements Monte Carlo générés à 188.6 GeV et acceptés par la sélection).*

6.3 Le cas des événements muoniques.

On sélectionne les événements pour lesquels le Z se désintègre en paires de muons à l'aide de la méthode décrite en détail dans [89].

Après une présélection sur les traces destinée à rejeter le fond cosmique et les événements à grande multiplicité, une recherche de photon similaire à celle décrite précédemment est effectuée. Les distributions de masse de recul et de distribution angulaire combinées entre 189 GeV et 207 GeV sont représentées sur la figure 6.15. On observe un bon accord entre Monte Carlo et données avec néanmoins un léger excès d'événements observés par rapport à ce qui est attendu.

Puis, l'identification proprement dite des muons est réalisée sur les objets "flux d'énergie", desquels on a retiré l'éventuel photon détecté. Pour cela, deux méthodes complémentaires sont utilisées:

- la première, dite digitale, est basée sur les impacts dans les sous détecteurs externes. On associe ainsi une trace chargée aux dépôts dans le Hcal. Elle est identifiée comme muon si elle vérifie trois conditions: au moins

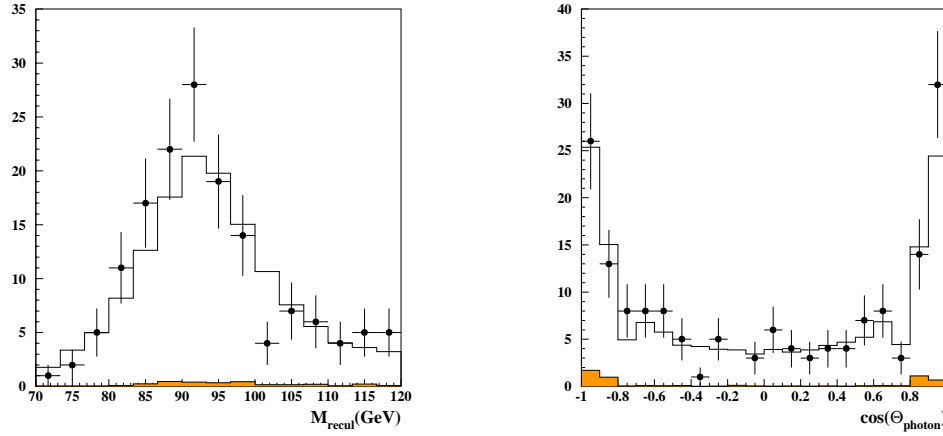


FIG. 6.15 – *A gauche: distribution de la masse de recul du photon détecté pour les données(+) et le Monte Carlo(-) dans le canal muonique. A droite: distribution de l'angle polaire du photon détecté pour les données(+) et le Monte Carlo(-).*

dix plans de fils du Hcal touchés, 50% des plans actifs situés dans le prolongement de la trace également touchés, avec au moins 30% dans les dix derniers plans du Hcal.

Cette trace est également considérée comme muon si elle a une coordonnée reconstruite dans les chambres à muons.

- la seconde, dite calorimétrique, utilise le fait que les muons sont à leur minimum d'ionisation.

Il est ainsi demandé que l'énergie des dépôts calorimétriques ne dépasse pas 60% de l'impulsion mesurée dans les détecteurs de traces, et que la somme de l'énergie électromagnétique et de l'impulsion reste inférieure à 60% de l'énergie du LEP. On impose en outre qu'au moins un des dix derniers plans du Hcal dans le prolongement de la trace chargée soit touché.

La quantité $\sqrt{s'/s}$ est ensuite déduite à l'aide de la relation 6.2, l'application de la méthode de reconstruction cinématique n'apportant pas d'amélioration sensible.

Les performances de cette sélection sont résumées dans le tableau 6.3, un haut niveau de pureté étant atteint. Un bon accord est également observé entre le nombre d'événements attendus et observés.

Enfin, comme le cas hadronique, on teste la modélisation de la radiation initiale dans le plan transverse en représentant la variable: $|\phi_1 - \phi_2| - \pi$ (figure 6.16). On retrouve une distribution piquée autour de 0, avec une largeur très

réduite par rapport au canal hadronique. Cela peut s'expliquer par le fait que la largeur du pic est la convolution de la distribution de l'impulsion transverse du photon avec la résolution du détecteur suivant l'angle azimuthal. En l'occurrence, la résolution sur une trace étant meilleure que celle sur un jet, la largeur du pic s'en trouve réduite. On remarque que tous les problèmes liés à la résolution angulaire seront détaillés dans le paragraphe 7.5 relatives aux erreurs systématiques dues à l'appareillage. Un bon accord données/ Monte Carlo est à nouveau observé.

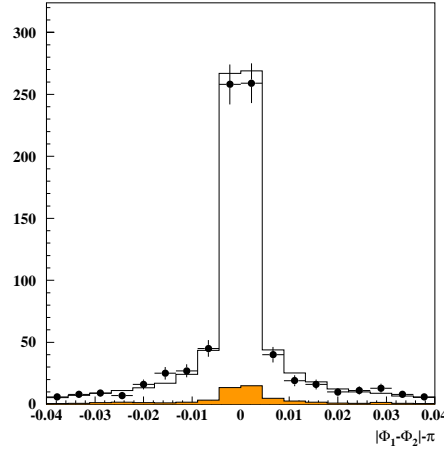


FIG. 6.16 – *Distribution de la variable $|\phi_1 - \phi_2| - \pi$ pour les données(+), et le Monte Carlo(-) dans le canal muonique.*

6.4 Conclusion.

La sélection des événements de retour radiatif a été détaillée dans les canaux hadronique et muoniques. Grâce à des coupures assez simples, et le développement d'une reconstruction cinématique spécifique dans le canal hadronique, un niveau de pureté élevé fut atteint.

Cette sélection sera utilisée dans les analyses détaillées aux chapitres 7 et 8. Dans le cas de la détermination de l'énergie dans le centre de masse(chapitre 7), les deux canaux seront considérés; plus que le gain sur l'erreur statistique, la présence des ces deux résultats autorisera des vérifications croisées sur les erreurs systématiques, chaque canal présentant des spécificités.

En revanche, la mesure des couplages à trois bosons neutres (chapitre 8) est

Processus	Energie nominale					
	189	196	200	202	205	207
Signal	267	111	114	53	100	160
$\tau\tau$	1	0	0	0	0	0
WW	5	3	2	1	2	3
ZZ	3	1	0	1	1	2
Zee	9	4	4	2	4	6
$\gamma\gamma$	12	4	4	2	5	8
Événements observés	281	152	109	55	115	186
Événements attendus	296	122	124	59	112	179

TAB. 6.3 – *Composition des lots aux six énergies nominales considérées entre 189 GeV et 207 GeV dans le canal muonique, le photon initial n'étant pas détecté.*

dominée par les erreurs statistiques, les erreurs systématiques demandant une étude moins approfondie. La section efficace de production de dimuons étant très inférieure à celle des diquarks³, seuls les événements hadroniques seront considérés dans cette seconde analyse, la prise en compte des désintégrations muoniques n'apportant qu'un très faible gain de sensibilité.

3. 8pb contre 100pb à 189 GeV.



Chapitre 7

Détermination de l'énergie dans le centre de masse.

La méthode utilisée pour extraire l'énergie dans le centre de masse est très similaire à celle employée pour la mesure de la masse du boson W et utilise une technique d'ajustement repondéré. Le principe en est rappelé dans une première partie.

Les résultats relatifs aux années de prise de données 1998,1999 et 2000, où est concentrée la majorité de la statistique, sont ensuite donnés. Les erreurs systématiques sont ensuite détaillées en distinguant trois origines principales: la modélisation du LEP, la simulation du détecteur et la méthode d'ajustement.

7.1 La méthode d'ajustement repondéré.

7.1.1 Principe.

La mesure est basée sur une comparaison directe des distributions simulées pour différentes énergies et celles obtenues avec les données. Devant l'impossibilité de générer un nombre important d'événements pour différentes énergies dans le centre de masse, une technique de repondération fut développée; pour une période d'énergie nominale donnée(par exemple: 189 GeV, 192 GeV, 196 GeV...), un lot de référence de signal Monte- Carlo est généré à une certaine énergie dans le centre de masse $E_{reference}$ à l'aide du programme KK2f[7][6] décrit au paragraphe 1.3.

La distribution de la quantité reconstruite $x = 1 - \frac{s'}{s}$ ainsi obtenue pour le signal à l'énergie $E_{reference}$, les distributions pour différentes énergies E_{cm} ¹

1. variant par pas de 50 MeV autour de $E_{reference}$.

sont déduites en appliquant à chaque événement un poids ω_i . Ce dernier est déterminé à l'aide de calculs analytiques de section efficace différentielle en fonction de la valeur exacte connu de x de chaque événement Monte Carlo :

$$\omega_i(E_{cm}) = \frac{\frac{d\sigma}{dx}(E_{cm}; x_{vraie})}{\frac{d\sigma}{dx}(E_{reference}; x_{vraie})}$$

En raison de leurs niveaux réduits, les bruits de fonds ne sont pas repondérés. L'éventuel biais introduit sera pris en compte dans l'erreur systématique (voir paragraphe 7.6).

L'application d'une méthode de maximum de vraisemblance permet ensuite l'extraction de l'énergie dans le centre de masse la plus probable. Pour cela, l'intervalle $[0.6; 0.88]$ sur lequel varie la quantité reconstruite x est divisé en 28 sous intervalles X_j de largeur 0.01, auquel on associe une probabilité P_j d'y observer un événement à une énergie E_{cm} :

$$P_j(E_{cm}) = \rho(E_{cm}) \times \frac{N_j^{signal}(E_{cm})}{N_{total}^{signal}(E_{cm})} + (1 - \rho(E_{cm})) \times \frac{N_j^{fonds}}{N_{total}^{fonds}} \quad (7.1)$$

où $\rho(E_{cm})$ désigne la pureté du lot, et N_j le nombre d'événement Monte Carlo observé dans l'intervalle X_j .

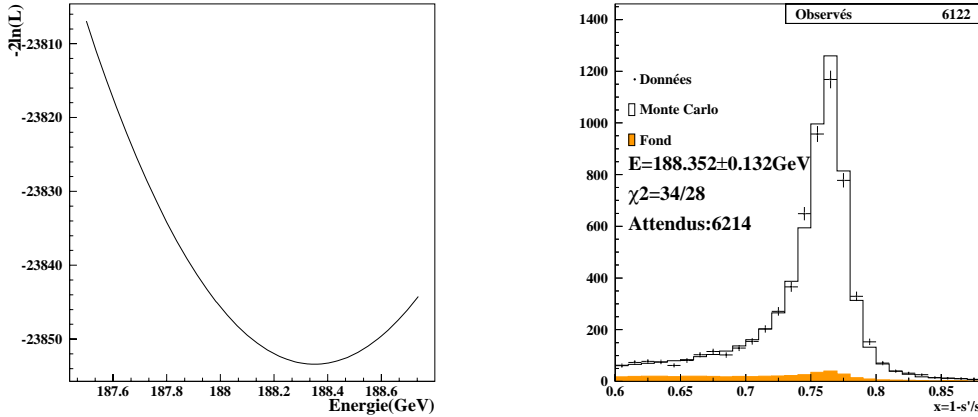


FIG. 7.1 – *A gauche: courbe de maximum de vraisemblance pour le canal hadronique sans photon détecté à l'énergie nominale de 189 GeV. A droite: distribution de la quantité x pour les données et le Monte Carlo dans le même canal.*

On en déduit ainsi l'expression du maximum de vraisemblance:

$$\mathcal{L}(E_{cm}) = -2\ln\left(\prod_{i=1}^{N_{donnees}} P_i(E_{cm})\right) \quad (7.2)$$

où i décrit l'ensemble des événements physiques² sélectionnés, et P_i la probabilité d'observer l'événement i . Avec un comportement généralement observé, la fonction $\mathcal{L}(E_{cm})$ sera une parabole ayant pour minimum l'énergie dans le centre de masse la plus probable[90].

La figure 7.1 représente la courbe de vraisemblance obtenue dans le canal hadronique à 189 GeV, quand le photon s'échappe dans le tube à vide, ainsi que la distribution des données et du Monte Carlo repondérée à l'énergie la plus vraisemblable. Cette dernière est indiquée sur la figure avec sa seule erreur statistique, qui a été déduite de la courbe de vraisemblance.

7.1.2 Rappels sur la notion de pseudo-expérience.

Par la suite, la méthode des pseudo-expériences sera régulièrement utilisée. Un de ses intérêts est de s'affranchir des incertitudes statistiques, conséquence du nombre limité de données, dans une évaluation d'incertitude systématique.

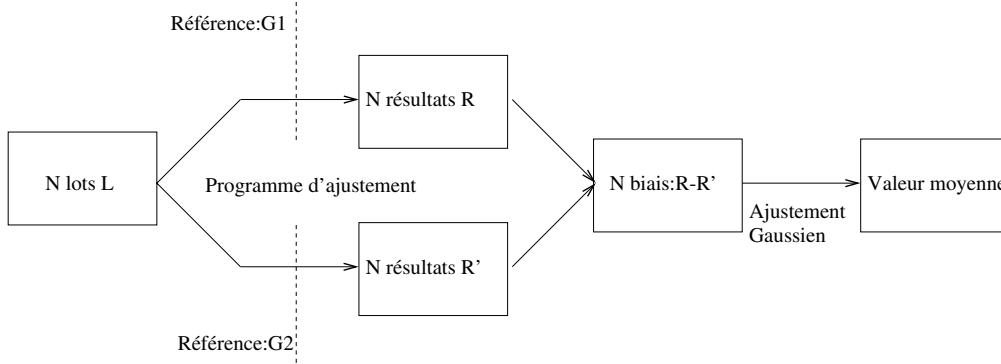
Le principe consiste à remplacer le lot de données réelles par l'assemblage de données Monte Carlo -que nous désignerons sous le terme de "pseudo-données"- de taille et de composition similaire. Grâce à l'importante statistique Monte Carlo, un grand nombre de tels lots indépendants sont créés, auxquels on fait subir la procédure d'ajustement comme pour des données normales.

On donne deux exemples d'utilisation de pseudo-expériences:

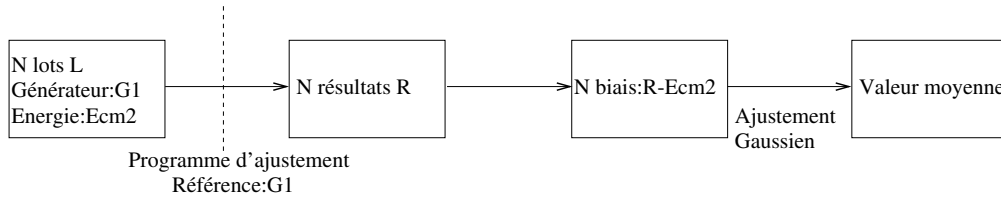
- pour estimer une correction ou une systématique, on construit N lots de pseudo-données, auxquels on fait subir l'ajustement avec le Monte Carlo de référence habituel G1. La référence est ensuite modifiée, avant de réappliquer la procédure d'ajustement aux N lots. La modification peut consister en l'application d'une correction, une dégradation artificielle de résolution pour estimer une systématique, l'utilisation d'un Monte Carlo de référence différent...

On obtient ainsi N biais, différences des résultats des ajustements (avec/sans modification), qui se comportent de manière gaussienne si N est suffisamment grand. La valeur moyenne de cette distribution gaussienne estime ainsi la sensibilité de la méthode d'ajustement à l'effet testé.

2. par opposition aux événements Monte Carlo.



- on considère des nouveaux lots générés avec le même programme que le Monte carlo de référence mais à une énergie dans le centre de masse différente de celle nominale. En leur faisant subir la procédure d'ajustement, il est possible de tester la linéarité du programme d'ajustement. C'est une vérification cruciale, qu'il convient d'effectuer avant d'aller plus loin.



7.1.3 Linéarité de la méthode.

La première vérification concerne la linéarité de la méthode. Pour cela, on applique la méthode des pseudo-expériences: des événements de signal Monte Carlo sont générés pour des énergies éloignées de 500 MeV et 1 GeV de l'énergie de référence. Ils sont ensuite assemblés en lots de taille similaire à celle des données, auxquels on applique la procédure d'ajustement en tant que nouveaux lots de "données". L'ensemble des résultats est représenté sur une courbe dite "de calibration" (voir figure 7.2): les résultats des ajustements -auxquels on a soustrait l'énergie de référence- figurent ainsi en fonction des énergies auxquelles a été généré le Monte Carlo. Un ajustement linéaire donne une pente compatible avec 1, sans ordonnée à l'origine, caractéristiques d'un comportement linéaire non biaisé.

Cette méthode permet en outre d'estimer l'erreur attendue, en extrayant l'ensemble des erreurs obtenues pour les lots de pseudo-données. Leur distribution est également représentée sur la figure 7.2; un comportement gaussien

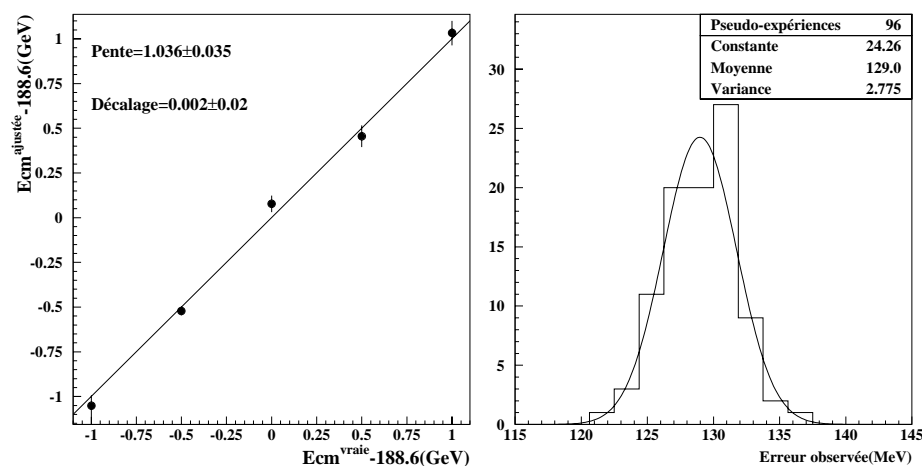


FIG. 7.2 – *A gauche: courbe de calibration à 188.6 GeV réalisée avec cinq points d'énergies: 187.6 GeV, 188.1 GeV, 188.6 GeV, 189.1 GeV, 189.6 GeV. La droite tracée est le résultat d'un ajustement linéaire. A droite: distributions des erreurs observées pour les 96 lots de pseudo-données, un ajustement gaussien étant superposé.*

de valeur moyenne 129 MeV est ainsi observé, cette valeur étant compatible avec l'erreur observée de 131 MeV (cf figure 7.1) dans le cas des données réelles.

7.2 Analyse entre 189 GeV et 207 GeV.

Entre 1998 et 2000, près de 700 pb^{-1} ont été enregistrés par l'expérience ALEPH, que l'on a séparé en sept points d'énergie différents (voir par exemple le tableau 4.2).

Pour chaque énergie nominale, une analyse indépendante est appliquée aux trois types d'événements sélectionnés:

- désintégration hadronique sans photon détecté dans l'appareillage (voir figure A.1).
- désintégration hadronique avec un photon détecté (voir figure A.2).
- désintégration muonique (voir figure A.3).

Les résultats des ajustements dans les trois canaux sont donnés sur les figures 7.4 à 7.6³, le Monte Carlo étant repondéré à l'énergie dans le centre de masse

³. en raison des faible luminosité et section efficace, le canal muonique à 192 GeV n'a pas été analysé.

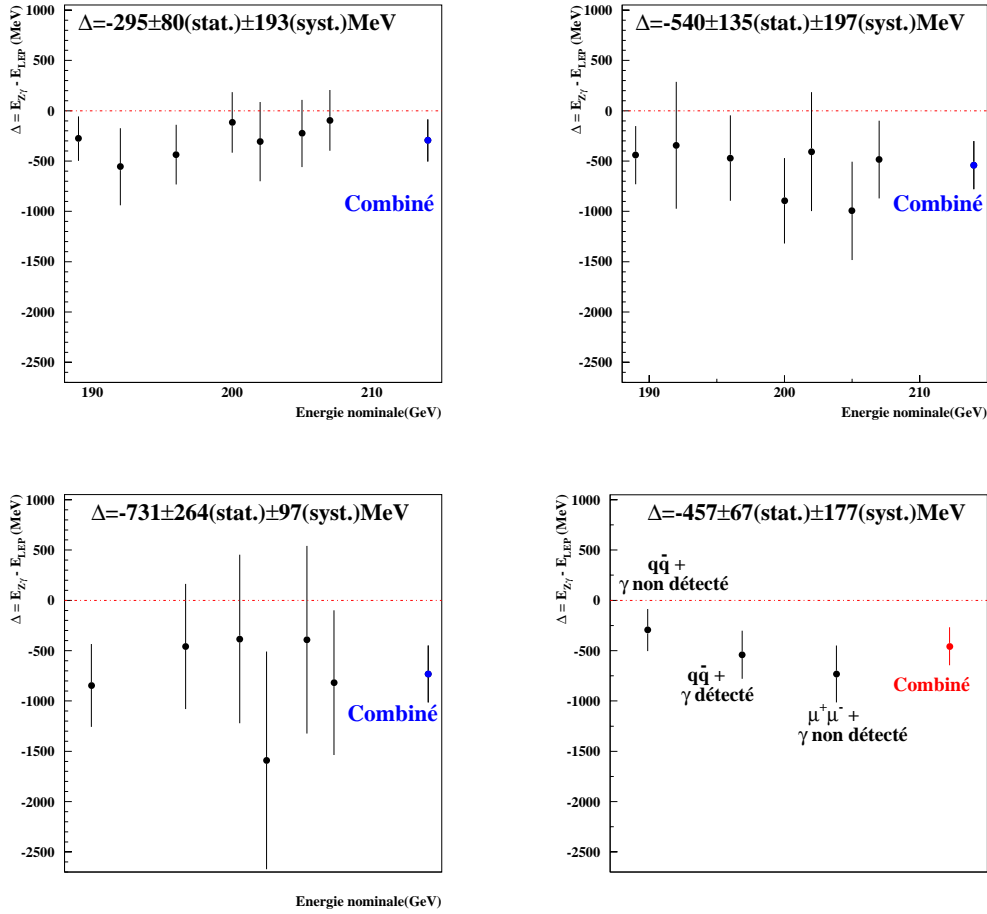


FIG. 7.3 – En haut à gauche: quantité Δ aux sept énergies dans le canal hadronique sans photon détecté. En haut à droite: idem pour le canal hadronique avec photon détecté. En bas à gauche: idem pour le canal muonique. En bas à droite: quantité Δ pour les trois canaux.

la plus vraisemblable; les erreurs reportées ici correspondent uniquement aux erreurs statistiques observées, déduites des courbes de maximum de vraisemblance. Dans tous les cas, on observe un bon accord entre les données et le Monte Carlo.

Afin d'estimer l'accord entre la mesure classique donnée par LEP et celle de notre analyse, une nouvelle variable est définie:

$$\Delta = E_{LEP} - E_{Z\gamma}$$

Les incertitudes systématiques (sur $E_{Z\gamma}$ et E_{LEP} , discutée au paragraphe 4.4.1) et statistique (sur $E_{Z\gamma}$) étant non corrélées, l'incertitude sur Δ sera prise

comme leur somme en quadrature. Une combinaison des résultats des différents canaux pour toutes les énergies est ensuite réalisée pour réduire l'incertitude finale. Les erreurs systématiques seront combinées en tenant compte des différentes corrélations entre les canaux et les énergies, qui seront détaillées dans la description des erreurs systématiques aux paragraphes 7.4, 7.5, et 7.6. L'intégralité des résultats, ainsi que leurs combinaisons, sont données sur la figure 7.3 et le tableau 7.1.

On observe donc un désaccord entre la valeur donnée par la détermination classique et celle obtenue avec cette analyse. Avant de détailler les sources d'erreur systématique, quelques vérifications s'imposent.

$E_{nominale}$	Luminosité (pb^{-1})	Hadrons + γ non détecté	Hadrons + γ détecté	Muons
189	174.2	-276 ± 132	-440 ± 229	-845 ± 402
192	28.9	-556 ± 335	-343 ± 601	-
196	79.8	-436 ± 220	-470 ± 374	-459 ± 614
200	86.3	-116 ± 221	-895 ± 372	-384 ± 831
202	42.0	-306 ± 332	-405 ± 552	-1590 ± 1077
205	81.6	-225 ± 250	-994 ± 436	-391 ± 925
207	133.7	-95 ± 200	-485 ± 314	-817 ± 709

TAB. 7.1 – *Résultat sur la variable Δ en MeV pour les trois canaux aux sept énergies considérées. Seule l'erreur statistique est reportée ici.*

7.3 Vérifications.

7.3.1 Position du vertex.

La mesure étant très sensible à la direction des jets, il est important de bien contrôler la détermination du vertex principal. La figure 7.7 montre la distribution des distances des vertex au point d'interaction des faisceaux suivant les trois directions pour les événements hadroniques et muoniques.

L'importante largeur observée suivant z est directement liée à la taille de la zone d'interaction dans cette direction.

Pour les événements hadroniques, la grande multiplicité de traces permet une détermination précise de la position du vertex. La résolution totale est alors dominée par la taille de la zone d'interaction et est légèrement surestimée dans le Monte Carlo.

En revanche, dans le cas des désintégrations muoniques, la résolution sur la

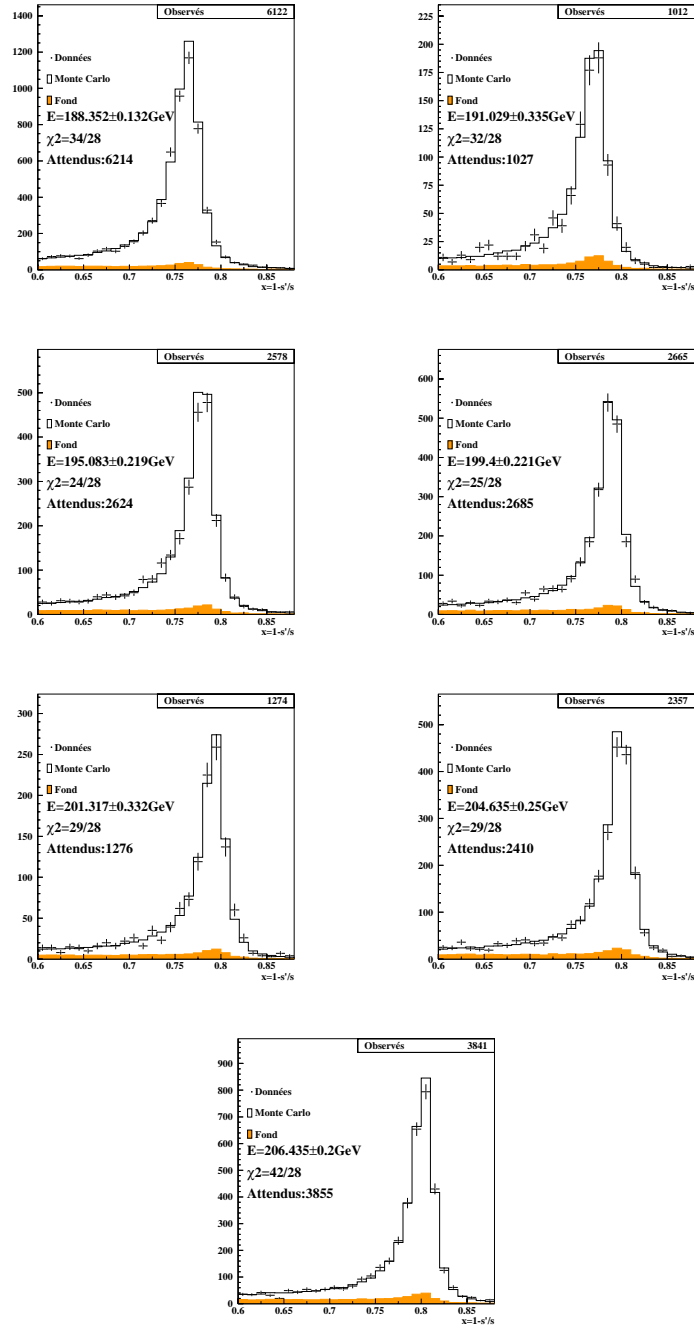


FIG. 7.4 – Distribution de la variable x pour les sept lots dans le canal hadronique, le photon initial n'étant pas détecté.

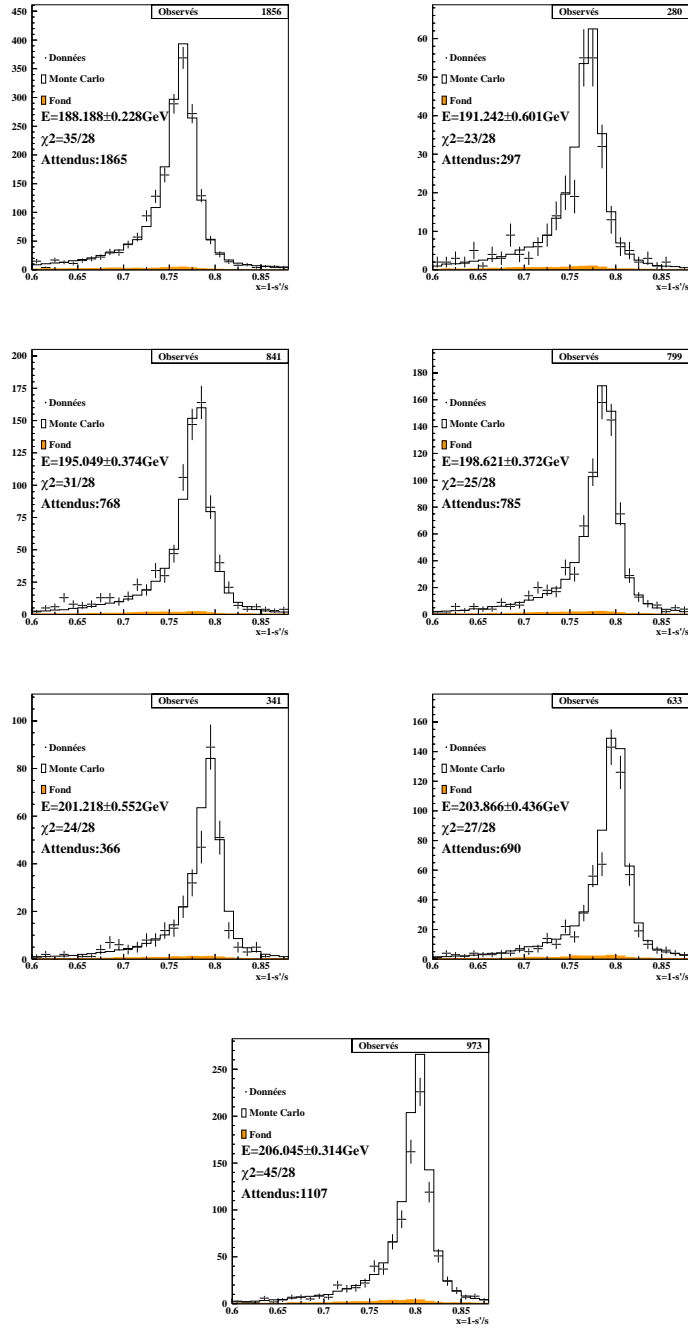


FIG. 7.5 – Distribution de la variable x pour les sept lots dans le canal hadronique, le photon initial étant détecté.

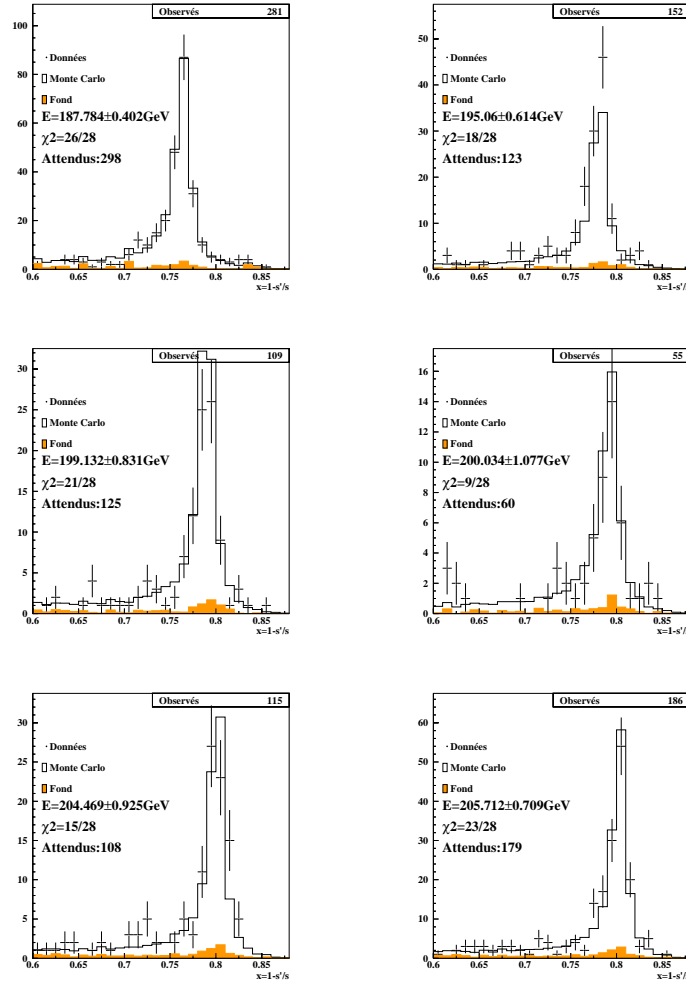


FIG. 7.6 – Distribution de la variable x pour les six lots dans le canal muonique.

détermination du vertex est prépondérante par rapport à la taille d'interaction. Elle est légèrement sousestimée dans le Monte Carlo.

En raison de l'important bras de levier fourni par les mesures de la chambre à projection temporelle, un désaccord de l'ordre de $60\mu m$ sur la position du vertex tel qu'il est observé au maximum, se traduit par un désaccord inférieur à 0.1mrad . Il est donc négligeable devant le désaccord sur les résolutions angulaires telles qu'elles sont estimées aux paragraphes 7.5.2 et 7.5.6.

L'impact de ces désaccords sera donc estimé aux sections sus-désignées relatives aux erreurs systématiques.

7.3.2 Ajustement avec les seules traces chargées.

Les informations calorimétriques interviennent principalement à trois reprises dans l'analyse:

- détection et identification du photon initial.
- reconstruction de la direction des objets "flux d'énergie".
- calcul de la quantité $x = 1 - s'/s$ à l'aide de la méthode de reconstruction cinématique.

Si la calorimétrie paraît indispensable à la première étape, il est possible de s'en affranchir dans les deux autres. Dans un premier temps, on calcule la variable x à partir de la relation 6.2 faisant intervenir les seuls angles des jets reconstruits à partir des objets "flux d'énergie". Les ajustements sont alors recalculés dans la totalité du canal hadronique (i.e sans ou avec un photon détecté).

Dans un second temps, on ignore également les informations calorimétriques dans la détermination des caractéristiques des objets "flux d'énergie", avant de refaire les ajustements.

La figure 7.8 résume les résultats issus de ces deux tests. On observe ainsi par rapport à la référence -également rappelée- une dégradation successive de l'erreur statistique, conséquence de la réduction de la quantité d'informations disponibles. La valeur centrale demeure néanmoins relativement stable, confirmant le déficit observé d'énergie dans le centre de masse.

7.3.3 Recherche d'un effet géométrique.

Afin de déceler un effet d'appareillage, différentes coupures sur le cosinus des angles polaires des jets sont réalisées:

- l'acceptance du détecteur est progressivement réduite de 0.95 à 0.75 pour l'analyse dans le canal hadronique. Au delà, la statistique ne per-

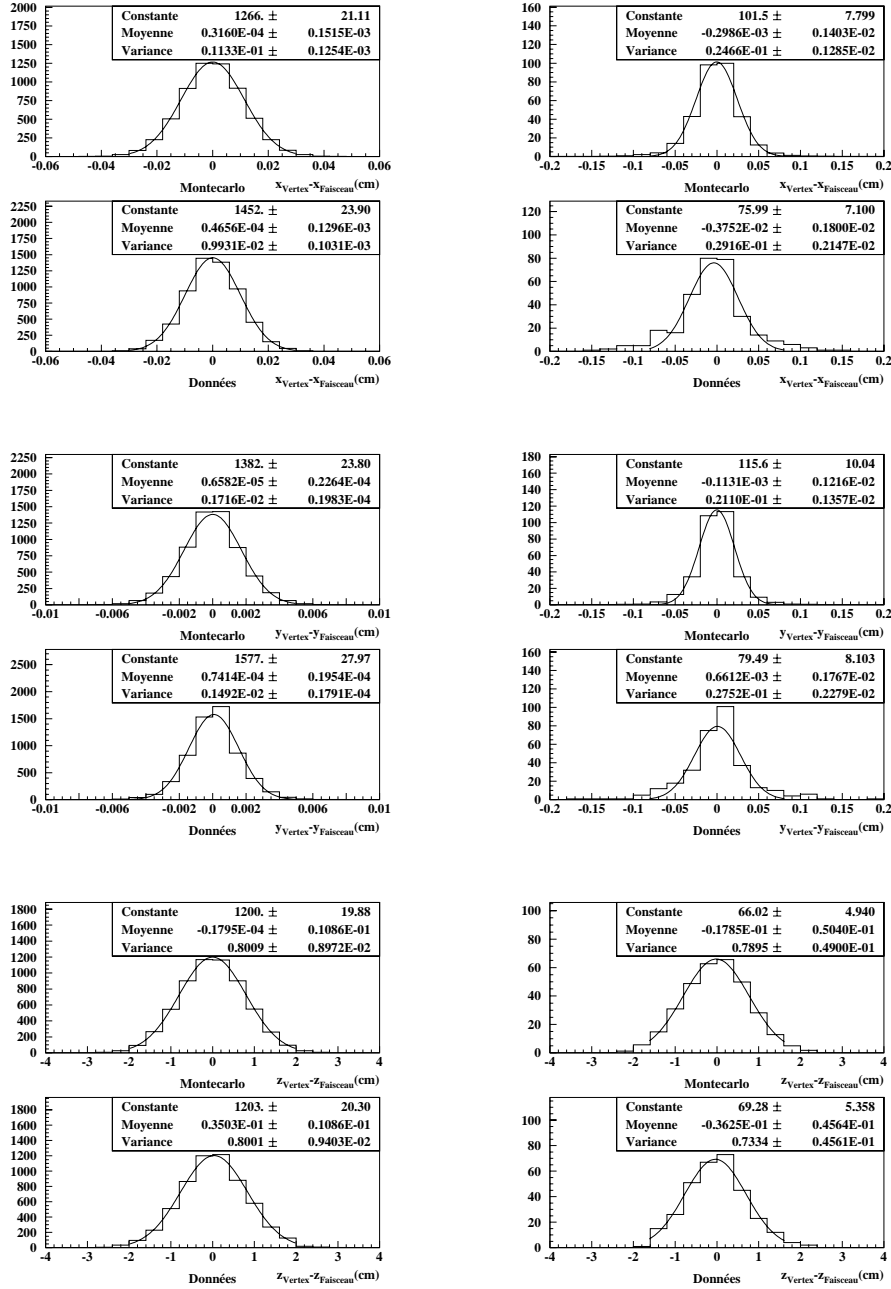


FIG. 7.7 – A gauche: distribution des distances des vertex au point d'interaction des faisceaux pour les événements hadroniques; les trois directions sont représentées pour les données et le Monte Carlo. A droite: idem pour les événements muoniques.

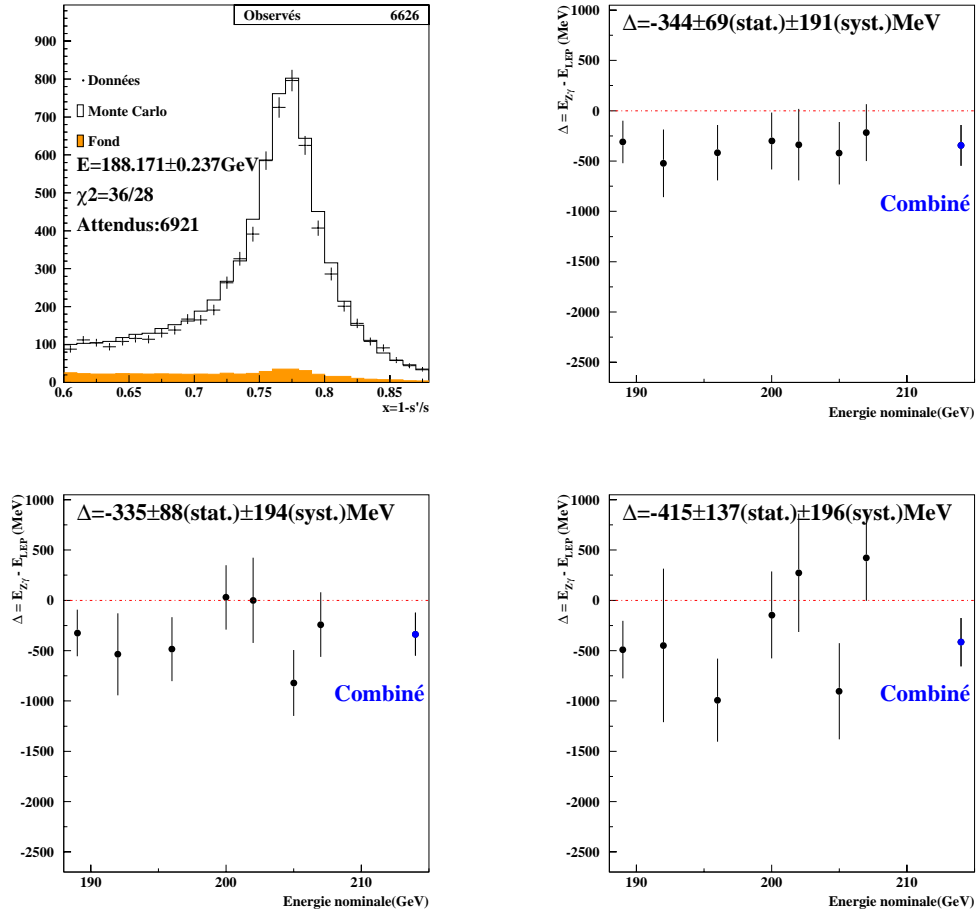


FIG. 7.8 – *En haut à gauche: résultat à 189 GeV de l’ajustement avec les seules traces chargées. En haut à droite: quantité Δ aux sept énergies dans l’intégralité du canal hadronique (i.e combinaison des mesures avec et sans photon détecté). En bas à gauche: idem, quand les informations calorimétriques sont ignorées dans la détermination de x . En bas à droite: idem, quand les informations calorimétriques sont ignorées dans la détermination de x et la reconstruction des objets “flux d’énergie”.*

met pas de mesure précise. Dans le canal muonique, en raison d’une statistique inférieure, seule une analyse avec une coupure à 0.9 a été testée. Cette coupure restreint ainsi l’analyse à des événements contenus totalement dans l’acceptance du détecteur de vertex. Les évolutions dans les deux canaux sont représentées sur la figure 7.9, ne montrant pas de comportements particuliers.

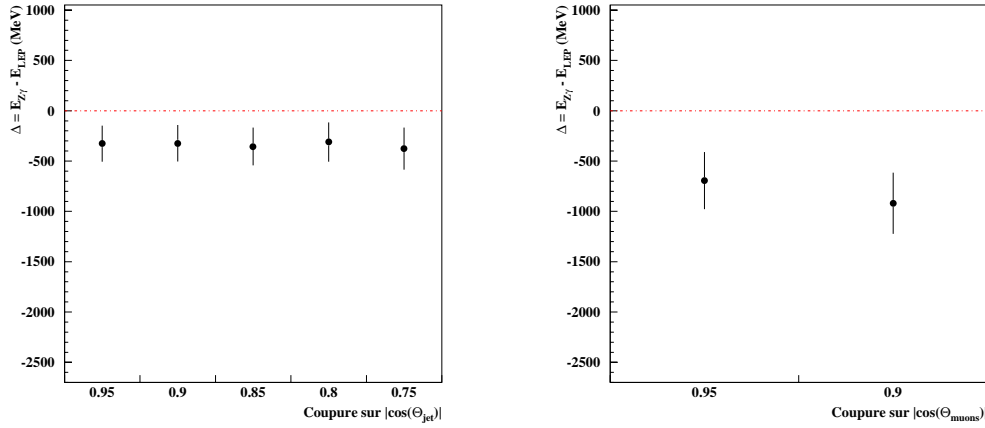


FIG. 7.9 – *A gauche: évolution des résultats en réduisant l'acceptance des deux jets de 0.95 à 0.75 dans le canal hadronique. A droite: évolution des résultats en réduisant l'acceptance des deux muons de 0.95 à 0.9.*

- on effectue une séparation des événements en deux lots de tailles similaires, suivant si le photon de radiation initiale a été émis par l'électron ou le positron. En raison de la poussée importante du Z, les événements seront majoritairement contenus dans un demi-hémisphère ($\cos(\theta) > 0$ ou $\cos(\theta) < 0$). Aucune asymétrie n'est observée (voir figure 7.10).

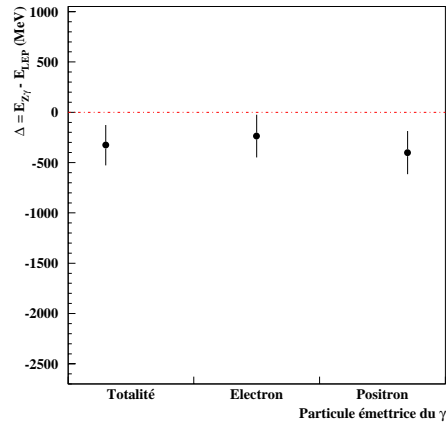


FIG. 7.10 – *Résultats obtenus en identifiant la particule émettrice du photon initial.*

- on divise le lot d'événements en trois sous lots complémentaires; le

premier comporte tous les événements avec deux jets contenus dans le tonneau et la zone de recouvrement (soit $|\cos(\theta)| < 0.8$); le second (troisième) est formé d'événement avec un jet dans le bouchon avant (arrière) (voir figure 7.11). Ces trois lots de tailles comparables regroupent l'intégralité des événements⁴, sans recouvrement entre eux. La figure 7.11 montre là aussi une grande stabilité des résultats.

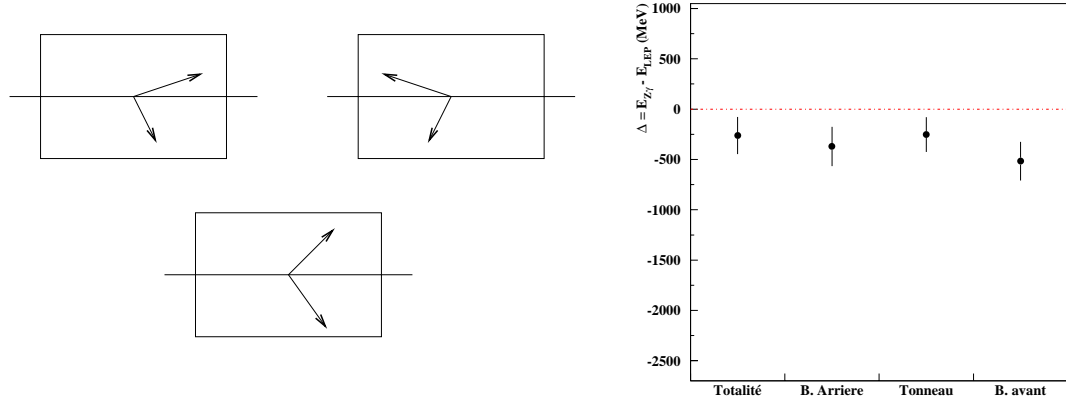


FIG. 7.11 – *A gauche: topologie type des 3 lots d'événements utilisés dans la troisième recherche d'effet géométrique. A droite: résultats des ajustements quand le lot est divisé en trois lots indépendants.*

7.3.4 Energie du photon.

Pour qu'il soit pris en compte dans la reconstruction cinématique, on demande au photon détecté que son énergie soit supérieure à l'énergie du pic auquel on a soustrait 15 GeV (voir paragraphe 6.2.5). La variation de ce seuil a peu d'influence sur notre résultat dans le canal hadronique avec un photon détecté, comme le montre la figure 7.12.

7.3.5 Contenu en quarks b des jets.

Enfin, la figure 7.13 montre l'évolution du résultat dans le canal hadronique sans photon détecté, lorsqu'on applique une coupure progressive sur

⁴. en raison de la poussée du Z, il est impossible que les deux jets soit contenus dans deux bouchons différents.

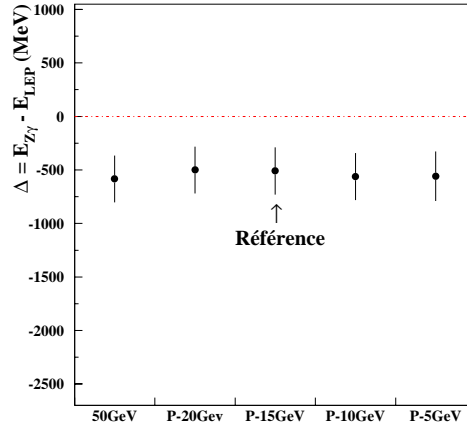


FIG. 7.12 – Résultats dans le canal hadronique avec photon détecté en fonction de la coupure inférieure sur l'énergie du photon: 50 GeV, ou la valeur du pic auquel on soustrait 5,10,15 ou 20 GeV.

l'étiquetage en quark b[91], une valeur élevée de la variable $-\log(btag)$ correspondant à une grande pureté en quark b. Là encore, aucune instabilité du résultat n'est remarquée.

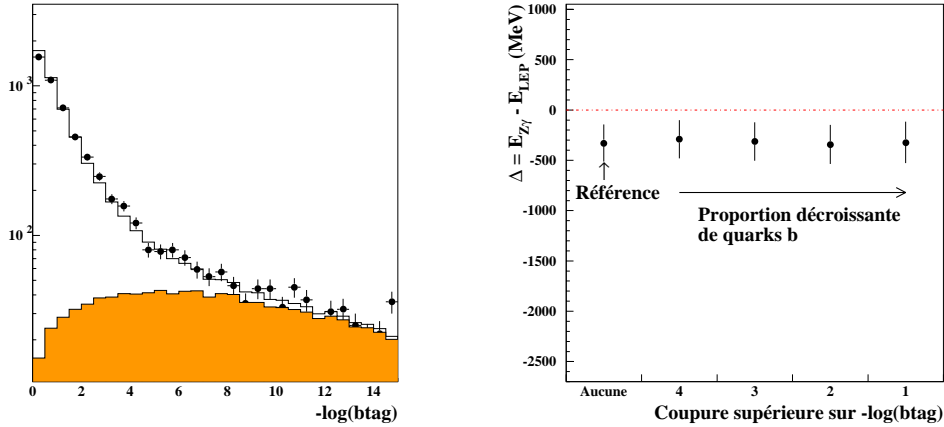


FIG. 7.13 – A gauche: distribution de la variable d'étiquetage du quark b pour les données(+) et le Monte Carlo(-). La partie grisée correspond aux quarks b. A droite: évolution du résultat dans le canal hadronique sans photon détecté en fonction du contenu en quark b.

7.4 Erreurs systématiques relatives à LEP.

Le LEP a certaines caractéristiques qui ne sont pas simulées dans le Monte Carlo (voir chapitre 4):

- non égalité de l'énergie des faisceaux.
- angle entre les faisceaux.
- dispersion de l'énergie au cours de l'année.

Il appartient alors d'estimer l'impact de ces phénomènes sur la mesure.

7.4.1 Non égalité de l'énergie des faisceaux.

La distribution des tensions des cavités radio-fréquence n'étant pas uniforme et constante, les énergies des deux faisceaux peuvent être différentes[92]. La valeur des tensions étant connues, il est possible d'estimer cette asymétrie; par exemple, en 1998, elle variait suivant les “fills” entre -25 MeV et 75 MeV, avec une valeur moyenne de 24 MeV(voir figure 7.14).

Cette différence n'étant pas modélisable dans le Monte Carlo, son influence

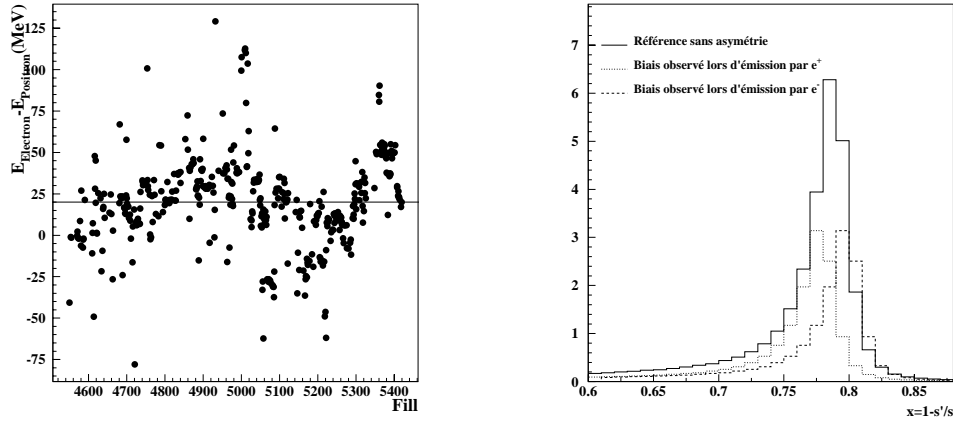


FIG. 7.14 – *A gauche: différence d'énergies moyennée sur un “fill” pour la prise de données de 1998. A droite: représentation de l'impact d'une différence de 2.5 GeV entre les énergie des deux faisceaux.*

va être estimée à l'aide d'un calcul cinématique; en supposant qu'un seul photon soit émis dans l'état initial suivant l'axe (Oz), et que les fermions sont de masse nulle, la conservation de l'énergie impulsion du système ($\gamma f \bar{f}$)

s'écrit:

$$\begin{cases} E_\gamma + E_f + E_{\bar{f}} = E \\ \dots \\ \dots \\ \epsilon E_\gamma + E_f \cos(\theta_f) + E_{\bar{f}} \cos(\theta_{\bar{f}}) = \eta \end{cases}$$

où η désigne la différence d'énergies des faisceaux, et ϵ est égal à ± 1 , suivant si le photon est émis suivant z positif ou z négatif.

On en déduit:

$$\begin{cases} s = E^2 - \eta^2 \\ s' = (E_f + E_{\bar{f}})^2 - (E_f \cos(\theta_f) + E_{\bar{f}} \cos(\theta_{\bar{f}}))^2 \end{cases}$$

η étant très petit devant E , tous les termes d'ordre supérieur à 2 peuvent être négligés. On obtient en définitive au premier ordre:

$$x = 2 \frac{E_\gamma}{\sqrt{s}} - 2\epsilon \frac{E_\gamma}{\sqrt{s}} \frac{\eta}{\sqrt{s}}$$

La variable x reçoit donc une contribution de η , dont le signe dépend de ϵ . Le photon initial étant émis indifféremment par l'électron ou le positron, ϵ est équitablement réparti entre 1 et -1. Une représentation exagérée de l'effet est donnée sur la figure 7.14⁵; l'histogramme en trait plein correspond au cas d'égalité d'énergies des deux faisceaux. Ceux en traits pointillés correspondent aux cas d'émission par l'électron ou le positron avec asymétrie des énergies. La distribution resultante sera ainsi la somme des deux distributions, avec pour seule conséquence d'élargir le pic, la position demeurant inchangée.

L'impact de cet effet sur notre analyse est estimé en ajoutant la quantité $-2\epsilon\eta \times E_\gamma/s$ à la variable reconstruite x de chaque événement Monte Carlo. La distribution des biais estimés sur 60 pseudo-expériences montre un comportement gaussien de valeur moyenne -2 ± 3 MeV (voir figure 7.15). On en conclut donc que la non simulation de la non égalité des énergies des faisceaux n'a pas d'influence sur notre résultat.

7.4.2 Non collinéarité des faisceaux.

Les faisceaux du LEP sont connus pour collisionner avec un angle non nul. Une simulation de physique des accélérateurs permet d'estimer ces angles aux alentours de $50\mu rad$ suivant x et $10\mu rad$ suivant y , en vertu de la repartition des éléments d'optique de focalisation du LEP.

5. le biais sur x appliqué ici est de 0.01, correspondant à une différence d'énergie de 2.5 GeV.

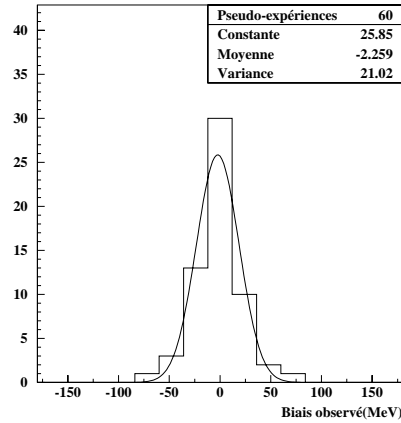


FIG. 7.15 – *Biais observés pour 60 pseudo-expériences, quand une différence de 50 MeV est introduite entre les énergies des deux faisceaux.*

Dans ce cas, la direction moyenne du photon initial n'est plus $(0,0,1)$ mais $(\epsilon_x, \epsilon_y, 1 - \frac{\epsilon_x^2}{2} - \frac{\epsilon_y^2}{2})$, où ϵ_x et ϵ_y sont les angles que forment le faisceau avec l'axe (Oz). Cette nouvelle direction est utilisée pour calculer la quantité x , quand le photon initial n'est pas détecté. Un biais de l'ordre de 4 MeV est observé pour un effet sur l'axe de 1mrad suivant les deux directions transverses (voir figure 7.16).

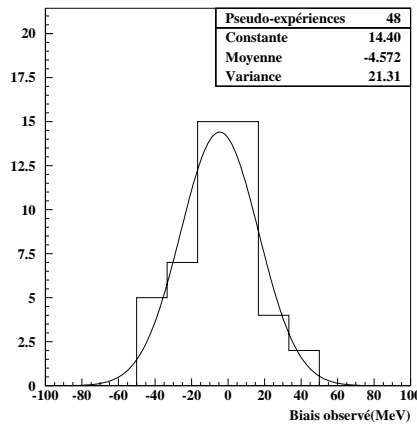


FIG. 7.16 – *Biais observés pour 48 pseudo-expériences en modifiant l'axe moyen d'émission du photon de 1mrad suivant x et y .*

7.4.3 Dispersion de l'énergie dans le temps.

Tandis que le Monte Carlo est généré à une énergie précise, les données voient leur énergie dans le centre de masse évoluer dans le temps. Par exemple pour la période à 200 GeV, on distingue approximativement sur la figure 7.17 trois pics aux environs de 199.38 GeV, 199.45 GeV et 199.58 GeV, la moyenne pondéré de l'ensemble valant 199.512 GeV.

La question se pose alors: si on ajoute avec les poids correspondants trois distributions de la variable x pour les énergies de 199.38 GeV 199.45 GeV et 199.58 GeV, obtient on la distribution correspondante à l'énergie 199.512 GeV? Pour s'en convaincre, un lot de pseudo-données a été construit en ajoutant trois distributions de x issues de la méthode de repondération; on lui a ensuite fait subir la procédure d'ajustement classique pour finalement aboutir à un accord à 3MeV près (voir figure 7.17).

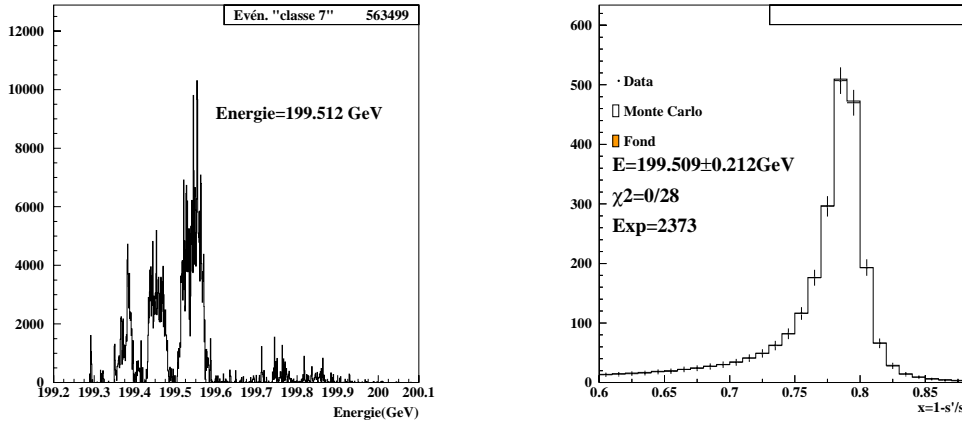


FIG. 7.17 – A gauche: distribution d'énergie des événements pour la période d'énergie nominale 200 GeV. A droite: résultat de l'ajustement réalisée pour tester l'influence de la dispersion temporelle de l'énergie des données.

7.4.4 Dispersion instantanée de l'énergie.

La dispersion instantanée de l'énergie du faisceau évoquée au paragraphe 4.2.3 est incluse dans la simulation, par l'intermédiaire d'un paramètre choisi en entrée. En l'occurrence, il s'agit de la valeur fournie par le LEP à partir des enregistrements des fréquences RF et de la connaissance de la géométrie de l'anneau. Cela peut s'avérer gênant pour notre analyse, dans la mesure où on souhaite obtenir une mesure la plus indépendante possible de celle du

LEP. On va donc essayer d'estimer l'impact de la dispersion instantanée sur notre résultat.

Pour cela, on utilise à nouveau la méthode des pseudo-expériences en contruisant 48 lots de pseudo-données, auxquels on fait subir la procédure d'ajustement avec du Monte Carlo de référence sans dispersion instantanée puis avec. La distribution des 48 biais observés est donnée sur la figure 7.18 faisant apparaître un faible effet: 11 ± 1 MeV. Une simple étude cinématique similaire à celle concernant l'asymétrie des faisceaux, nous convainc du réalisme de ce résultat, les effets de la dispersion s'annulant globalement au premier ordre. On en déduit donc que notre analyse est peu sensible à la dispersion instanta-

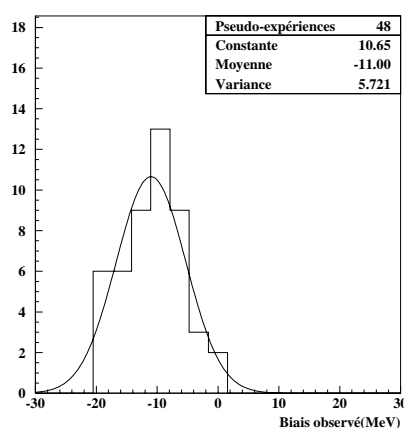


FIG. 7.18 – *Biais observés à 189 GeV pour 48 pseudo-expériences quand on inclue la dispersion instantanée dans la simulation Monte Carlo avec la valeur prédite par le LEP.*

née de l'énergie; pour observer un biais supérieur à 1 MeV sur notre résultat, il faudrait que l'estimation de la dispersion instantanée soit fausse de 10%, ce qui est peu probable. Nous négligerons donc l'erreur due à cet effet.

7.4.5 Résumé.

Le tableau 7.2 récapitule les erreurs systématiques dues à la simulation de l'anneau du LEP. Les seules contributions significatives ont pour sources des effets stables au cours des années. Les erreurs seront donc considérés comme complètement corrélées entre les années et de même amplitude.

Origine	Erreur (MeV)
Acolinéarité des faisceaux	4
Dispersion énergie	3
Total	5

TAB. 7.2 – *Résumé des erreurs systématiques relatives à la simulation du LEP.*

7.5 Erreurs systématiques relatives au détecteur.

Les fortes similitudes entre cette analyse et celle de la mesure de la masse du boson W ont déjà été soulignées, notamment dans la description de la méthode. Afin de conserver cette cohérence, l'estimation des erreurs systématiques relatives au détecteur a été directement calquée sur celle détaillée dans l'article de référence [33]. On souligne cependant la spécificité de cette analyse, les informations des luminomètres ayant été ignorées; les différentes corrections et estimations de biais ont ainsi du être intégralement recalculées, expliquant ainsi de légères différences observables dans les régions du détecteur proches de l'axe du faisceau. Au delà de la seule mesure de l'énergie dans le centre de masse, ce travail a permis une meilleure compréhension et un contrôle accru des erreurs systématiques dans le cadre des mesures de précision.

7.5.1 Incertitudes sur les traces chargées.

Après la procédure d'alignement, demeurent de faibles distorsions, que l'on peut détecter grâce aux événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ enregistrés durant les périodes de calibration au pic du Z. On observe en effet à bas angles des différences d'impulsion entre les deux particules pouvant atteindre 2%. L'égalisation des impulsions des deux muons fournit une correction, qui est systématiquement appliquée à toutes les traces chargées.

L'incertitude sur cette correction est estimée en réalisant deux séries de pseudo-expériences avec des lots de pseudo-données auxquels on a appliqué la correction et les mêmes lots auxquels on ne l'a pas appliquée. Les différences de résultats d'ajustement sont réparties suivant une gaussienne de valeur moyenne 2 MeV (voir figure 7.19). La moitié de cette valeur sera prise comme incertitude sur les traces.

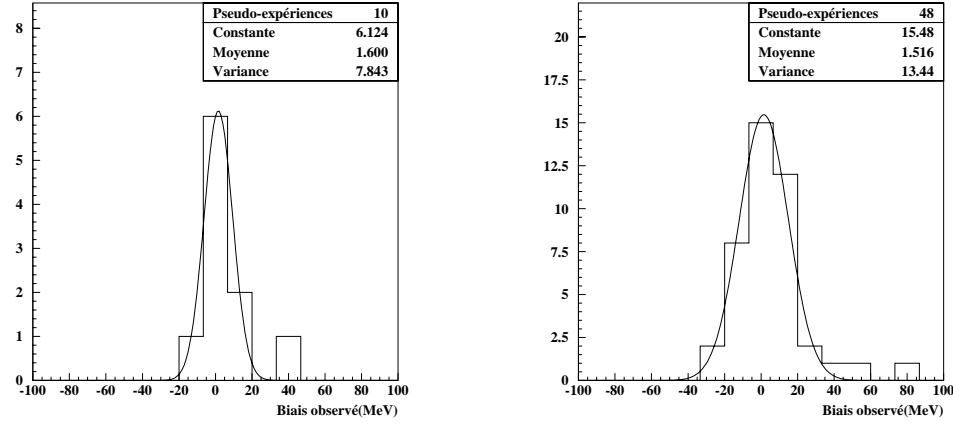


FIG. 7.19 – *A gauche: biais observés à 189 GeV pour 10 pseudo-expériences quand on inclue les corrections sur les traces chargées dans le canal muonique. A droite: idem pour le canal hadronique.*

7.5.2 Résolution angulaire des jets.

Les désintégrations hadroniques enregistrées au cours des périodes de calibration au pic du Z sont utilisés afin d'estimer la résolution angulaire des jets, en comparant les deux angles des jets. On considère pour cela les quantités $\theta_1 + \theta_2 - \pi$ et $\phi_1 - \phi_2 - \pi$. Le Z étant produit au repos, les deux jets sont dos à dos et les deux variables considérées sont piquées autour de 0.

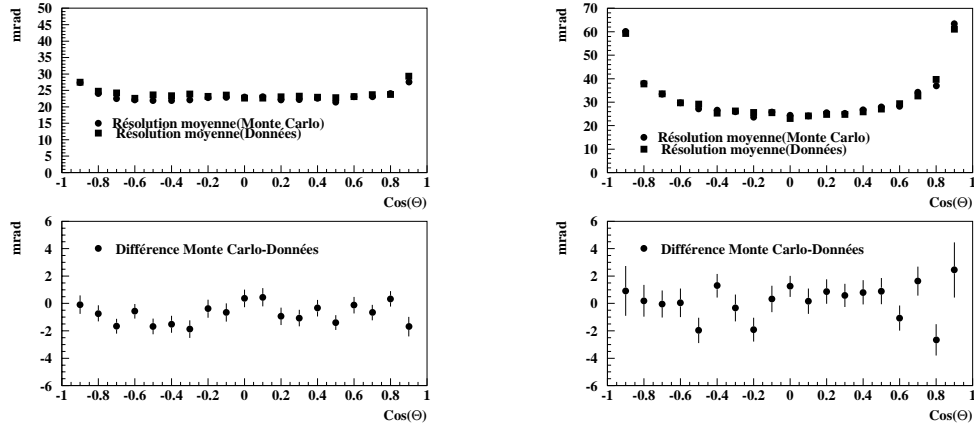


FIG. 7.20 – *A gauche: résolution angulaire des jets suivant θ en fonction de $\cos(\theta)$. A droite: résolution angulaire des jets suivant ϕ en fonction de $\cos(\theta)$.*

La résolution correspond à la variance -divisée par $\sqrt{2}$ - extraite d'un ajustement gaussien. La figure 7.20 représente les résolutions obtenues en fonction de l'angle polaire des jets.

Le désaccord entre Monte Carlo et données est toujours inférieur à 2mrad suivant θ et 4mrad suivant ϕ .

Son impact sur l'analyse est estimé en dégradant artificiellement la résolution du Monte Carlo pour 48 pseudo-expériences. L'effet trouvé est de faible amplitude, inférieure à 4 MeV, comme l'indique la figure 7.21.

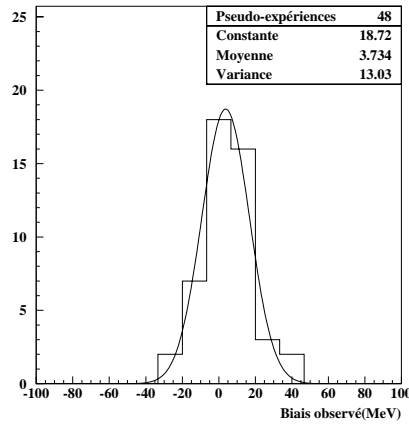


FIG. 7.21 – Impact de la dégradation de la résolution angulaire suivant θ et ϕ estimé à partir de 48 pseudo-expériences.

7.5.3 Biais angulaire des jets.

Un éventuel biais de mesure de l'angle des jets est estimé en comparant les directions du contenu électromagnétique (déterminé par le ECAL) et des traces. A cet effet, on considère la quantité $\Delta = \theta_{traces} - \theta_{electromagnetique}$ pour différents intervalles d'angles polaires, dont on fait un ajustement gaussien. La différence des moyennes entre données et Monte Carlo est un estimateur du biais angulaire. La figure 7.22 montre les résultats d'une telle étude: alors que les points correspondent aux événements enregistrés en 1998, la fonction provient quant à elle d'un ajustement sur les données de 1994; c'est cette dernière -présentant des erreurs statistiques réduites- qui sera utilisée pour estimer l'incertitude due aux biais angulaires. La superposition des deux informations permet seulement de s'assurer de la relative stabilité du comportement de l'appareillage entre 1994 et 1998.

Lot	189	192	196	200	202	205	207
Erreur(MeV)	132	139	152	155	162	167	170
Prop. de jets(%)	29.7	29.8	29.9	30.0	30.0	30.1	30.2

TAB. 7.3 – *Estimation de l'erreur systématique due aux biais angulaires pour les différents lots d'événements et proportion de jets pour lesquels: $0.7 < |\cos(\theta_{jet})| < 0.9$.*

Un accord de l'ordre du milliradian est ainsi observé sur l'ensemble du détecteur, à l'exception de la zone de recouvrement du tonneau et des bouchons, où des différences de l'ordre de 2mrad sont présents.

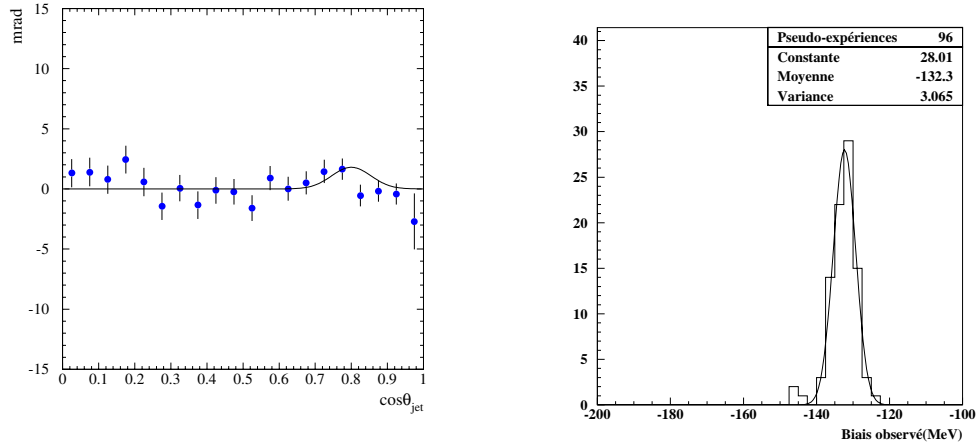


FIG. 7.22 – *A gauche: estimation du biais angulaire par comparaison des directions des traces et des composantes électromagnétiques du jet. A droite: incertitude reliée au biais angulaire des jets estimé à partir de 48 pseudo-expériences.*

L'incertitude reliée à cet éventuel biais est estimée à 132 MeV. L'importance de cette erreur systématique s'explique par la topologie des événements $Z\gamma$; avec une importante population de jets dans la zone sensible de recouvrement et des systèmes jet/ jet majoritairement contenus dans un seul hémisphère (voir le paragraphe 6.1 ou la figure A.1), l'angle d'ouverture des jets -noté β - se trouve systématiquement réduit (ou augmenté, le sens du biais n'étant pas estimable). Si l'on suppose que le photon est émis le long du faisceau, l'angle d'ouverture des jets est déterminé sans ambiguïté par la donnée d'un des deux angles. La figure 7.23 représente à cet effet l'angle β ,

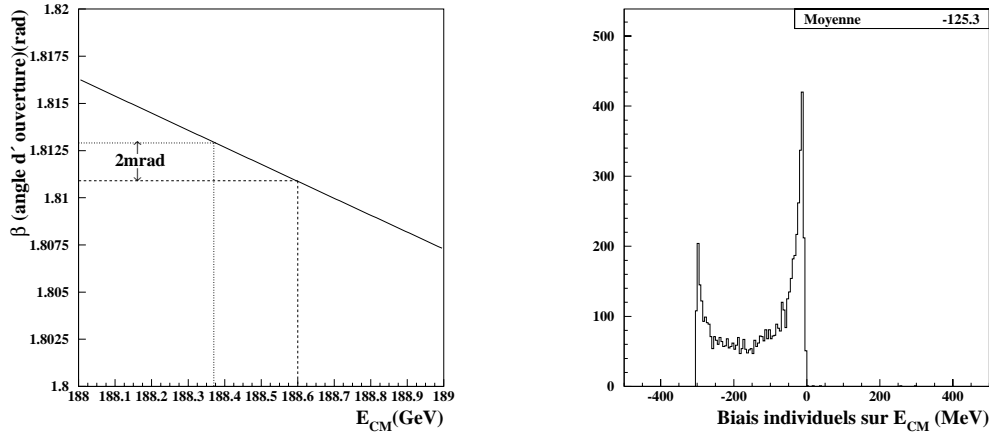


FIG. 7.23 – *A gauche: angle d'ouverture des jets en fonction de l'énergie dans le centre de masse. A droite: impact événement par événement de l'application d'un biais angulaire sur la direction des jets (signe indifférent).*

le cosinus de l'angle polaire du premier jet étant arbitrairement fixé à 0.7. Bien que basé sur une hypothèse réductrice, ce calcul permet d'estimer la sensibilité à la mesure des angles; en l'occurrence, une augmentation systématique de 2mrad de l'angle d'ouverture correspond à une réduction d'environ 230 MeV de l'énergie dans le centre de masse.

Afin d'obtenir une estimation plus quantitative, on considère la distribution angulaire d'un lot d'événements. On extrait pour chacun d'entre eux l'angle polaire du premier jet; celui du second est alors déduit, sous l'hypothèse que le photon a été émis suivant (Oz). La fonction d'estimation de biais est alors appliquée; si l'un des deux jets se situe dans la zone sensible, l'angle d'ouverture est ainsi varié, et donc par conséquent l'énergie dans le centre de masse d'après la figure 7.22. Il est ainsi possible d'estimer événement par événement l'impact de l'existence d'un biais angulaire.

La figure 7.23 représente la distribution résultante des biais individuels. Le pic à 0 contient tous les événements ne comportant aucun jet dans la région sensible; l'effet maximal est de l'ordre de 330 MeV pour environ 6% des événements qui ont leurs deux jets dans les zones de recouvrements (voir figure 6.3). Enfin la région intermédiaire correspond aux cas où seul un jet est dans la région sensible. Le biais moyen observé est égal à 125 MeV; cette vérification indépendante de toute procédure de pondération confirme ainsi l'ordre de grandeur de l'erreur considérée.

L'amplitude de l'erreur se voit en outre amplifiée, quand l'énergie dans le centre de masse augmente, pour finalement atteindre 170 MeV à 207 GeV (voir

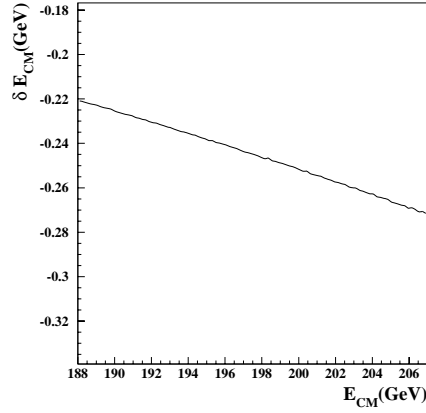


FIG. 7.24 – *Biais observé sur l'énergie dans le centre de masse quand l'angle d'ouverture des jets est variée de 2mrad en fonction de l'énergie dans le centre de masse (signe indifférent), le premier jet se situant à $\cos(\theta) = 0.7$.*

tableau 7.3). Cette évolution trouve son origine dans la présence de deux effets conjugués:

- avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse, on observe une proportion légèrement croissante d'événements avec des jets dans la zone sensible à un éventuel biais angulaire.
- la pente de la figure 7.23 s'infléchit quand l'énergie dans le centre de masse augmente, menant à une dépendance accrue de l'énergie dans le centre de masse par rapport à l'angle d'ouverture des jets. La figure 7.24 représente ainsi le biais observé sur E_{CM} quand l'angle d'ouverture est varié de 2mrad calculé avec la formule:

$$\delta E_{CM} = \frac{2mrad}{\partial\beta/\partial E_{CM}} \quad (7.3)$$

Là encore, la direction du premier jet a été fixée arbitrairement; cette figure n'a donc pas de vocation quantitative mais juste d'illustration de l'effet dans un cas particulier. On retrouve bien la valeur de 220 MeV observé précédemment accompagnée d'une croissance régulière de l'amplitude du biais pour atteindre 270 MeV à l'énergie dans le centre de masse de 207 GeV.

7.5.4 Corrections en énergie des jets.

Afin de tenir compte des défauts de la simulation des calorimètres, l'énergie des jets du Monte Carlo est corrigée avant la reconstruction cinématique de l'événement. La correction est déterminée une nouvelle fois grâce aux données enregistrées au pic du Z. Pour cela, on trace les distributions de la variable $E_{jet}/E_{faisceau}$ pour les données et le Monte Carlo pour différents intervalles d'angles polaires. Un ajustement gaussien est ensuite réalisé. Les énergies des jets à haute énergie sont corrigées du rapport *Donnees/MonteCarlo* des moyennes des ajustements gaussiens. L'effet est particulièrement sensible (entre 1% et 2%) à bas angles, et dans la région de recouvrement entre le tonneau et les bouchons ($\cos(\theta)$ aux environs de 0.7) (voir figure 7.25). L'incertitude statistique sur cette correction entraîne une incertitude systématique sur notre mesure de l'ordre de 2 MeV.

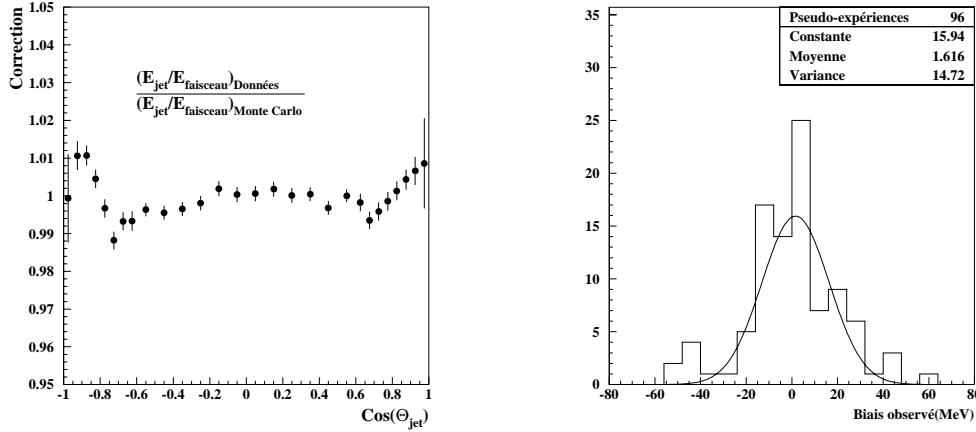


FIG. 7.25 – *A gauche: corrections sur l'énergie des jets appliquées en 1999 en fonction de leur angle polaire. A droite: impact de l'incertitude sur la correction en énergies des jets estimé à partir de 96 pseudo-expériences.*

7.5.5 Simulation des calorimètres.

Les réponses des calorimètres sont étudiées au pic du Z suivant l'angle polaire des dépôts. Des désaccords globaux de l'ordre de 1%(2%) sont observés dans les distributions d'énergie du calorimètre électromagnétique (hadronique)[93][94]. Localement, ces désaccords peuvent atteindre 5%, comme le montre la figure 7.26. Les échelles absolues d'énergie des calorimètre sont ainsi modifiées par secteurs d'angles polaires afin d'évaluer les systématiques

reliées à leur simulation. Dans le même temps, les résolutions sont également dégradées de 0.4% pour le Ecal et 1.3% pour le Hcal. On souligne que ces

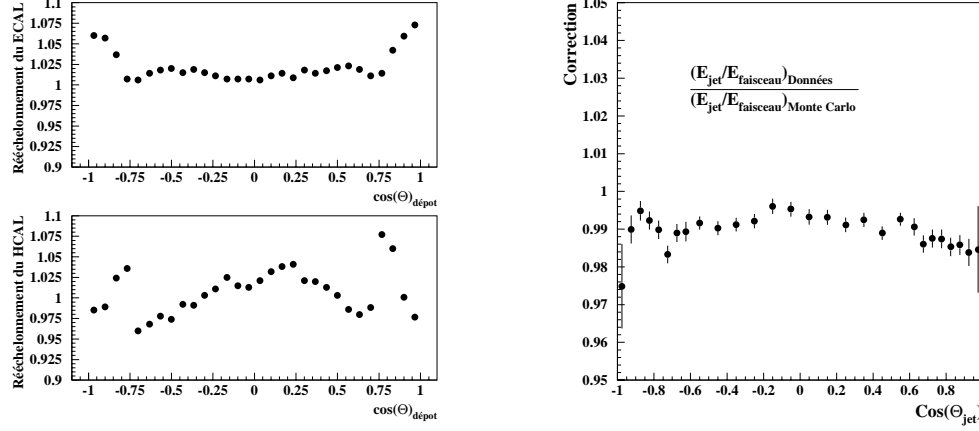


FIG. 7.26 – *A gauche: facteur de réechelonnement de l'énergie des calorimètres électromagnétique (en haut) et hadronique (en bas) en fonction de l'angle polaire du dépôt. A droite: correction en énergie des jets en fonction de l'angle polaire des jets pour une simulation modifiée des calorimètres.*

modifications de la simulation des calorimètre ont pour effet de changer les énergies des jets, ainsi que leurs directions. En effet, le réechelonnement dépendant de l'angle polaire, le poids d'un élément dans la composition du jet peut se retrouver modifié par ce changement de simulation.

Enfin, les corrections en énergie étant fortement corrélées avec la réponse des calorimètres, il convient de les recalculer, en utilisant la simulation modifiée pour l'analyse des données enregistrées au pic du Z. L'erreur associée à la simulation des calorimètres est ainsi comprise entre 98 MeV et 128 MeV suivant le lot considéré (voir tableau 7.4). Cette évolution trouve son origine dans le même effet détaillé au paragraphe relatif au biais angulaire: avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse, la mesure présente une plus grande sensibilité à une modification constante des angles.

Une vérification supplémentaire sur la position physique des bouchons du calorimètre hadronique a également été réalisée; ceux ci étant en effet principalement composés de fer, leur position pourrait se voir affectée par la présence du champ magnétique. Durant l'hiver 1999, un potentiomètre a été spécialement installé, et les mesures réalisées quand le courant dans le solénoïde est augmenté, ont montré un déplacement[95], dont l'impact sur les angles est inférieur à 0.01mrad, donc négligeable devant les autres incertitudes.

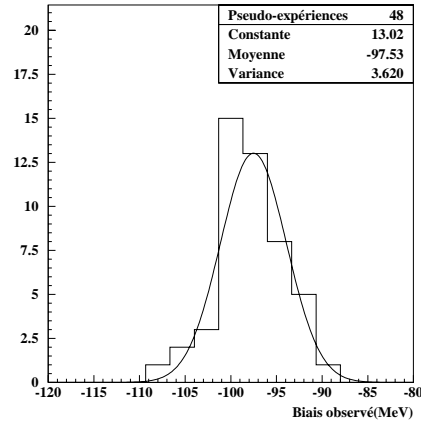


FIG. 7.27 – *Biais observé sur le résultat de 48 pseudo-expériences quand la simulation des calorimètres est modifiée.*

Lot	189	192	196	200	202	205	207
Erreur(MeV)	98	103	110	115	120	124	128

TAB. 7.4 – *Estimation de l'erreur systématique relative à la simulation des calorimètres pour les différents lots d'événements.*

7.5.6 Résolution et biais angulaires des muons.

Les données de calibration sont à nouveau utilisées pour estimer un possible biais de mesure des angles des muons. Pour cela, on sélectionne les désintégrations muoniques du Z, qui ont au moins deux impacts dans le détecteur de vertex, limitant ainsi l'acceptance du détecteur à $\cos(\theta) < 0.9$. On extrait ainsi la différence entre l'angle polaire estimé par le Vdet et celui estimé avec les détecteurs de traces externes (ITC et TPC). Un ajustement gaussien est ensuite effectué pour 18 lots d'événements séparés suivant l'angle polaire.

Les différences de moyennes donnent une estimation du biais systématique, qui demeure inférieure à 0.2mrad (voir figure 7.28). Négligeable pour des traces près de la membrane ($\cos(\theta) = 0$), il augmente quand la résolution sur les impacts du Vdet se détériore (voir paragraphe 5.2.1). On souligne ainsi qu'un biais de 0.2mrad est cohérent avec une incertitude de $10\mu m$ sur le rayon du Vdet et de $40\mu m$ sur sa longueur (voir figure 5.3).

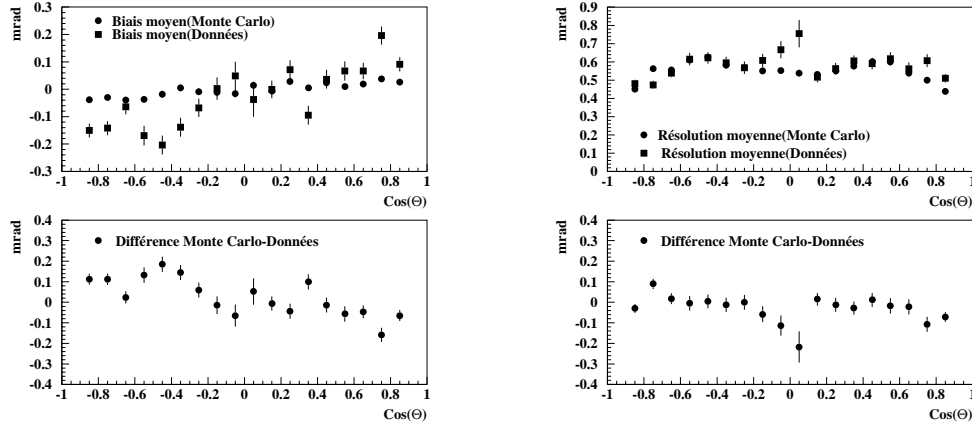


FIG. 7.28 – *A gauche: valeurs moyennes des ajustements gaussiens des différences des angles polaires des muons obtenus à partir du Vdet ou des chambres externes à traces (ITC+TPC) pour les données de calibration de 1998 et le Monte Carlo, en fonction de l'angle polaire. A droite: idem pour les variances des ajustements gaussiens.*

La résolution quant à elle est surtout mal simulée pour les traces situées près de la membrane. Le désaccord entre données et Monte Carlo s'élève alors à 0.3mrad.

Ces effets sont d'amplitude comparable avec ceux observés dans la mesure de la masse du W dans le canal semileptonique[96]. L'impact sur notre analyse de ces incertitudes est estimée en dégradant artificiellement la résolution de l'angle polaire, en appliquant une dispersion gaussienne de 0.6mrad.

L'impact d'un éventuel biais est estimé en déplaçant systématiquement l'angle des muons de 0.3mrad. Dans le cas particulier où ce biais provient d'un détecteur plus grand que prévu, on applique un décalage positif quand la trace est vers l'avant ($\cos(\theta) > 0$) ou négatif sinon. Les traces sont ainsi systématiquement éloignées de l'axe du faisceau. En raison de la topologie des événements $Z\gamma^6$, cette opération a donc pour effet d'augmenter l'angle d'ouverture des deux muons. Ce biais étant appliqué au Monte Carlo de référence, les énergies, résultats des pseudo-expériences seront systématiquement décalées vers des valeurs supérieures. La direction du biais demeurant néanmoins inconnue, une erreur symétrique sera assignée, l'application d'un biais opposé aboutissant à un décalage opposé.

Les incertitudes relatives sont ainsi estimées à respectivement 4 MeV et 69 MeV par la méthode des pseudo-expériences(voir figure 7.29). Des vé-

6. majoritairement contenus dans un seul hémisphère en $\cos(\theta)$.

rifications identiques à celles réalisées sur les jets au paragraphe 7.5.3 ont confirmé la consistance de l'erreur reliée au biais angulaire. La dépendance en fonction de l'énergie dans le centre de masse de cette erreur systématique est quant à elle résumée dans le tableau 7.5, la tendance croissante étant confirmée.

On remarque que cette méthode ne permet pas de détecter un problème de

Lot	189	196	200	202	205	207
Erreur(MeV)	70	84	86	93	96	99

TAB. 7.5 – *Estimation de l'erreur systématique due aux biais angulaires pour les différents lots d'événements dans le canal muonique.*

simulation des traces dans la zone non couverte par le détecteur de vertex près de l'axe du faisceau ($|\cos(\theta)| > 0.9$). En revanche, il fut démontré au paragraphe 7.3.3 que l'exclusion des événements comportant une trace dans cette région ne modifiait pas le résultat final.

On souligne enfin que contrairement au canal hadronique, aucune étude relative à l'angle azimuthal n'a été réalisée. Cela est justifié par le fait que cet angle n'intervient pas la détermination de la quantité x .

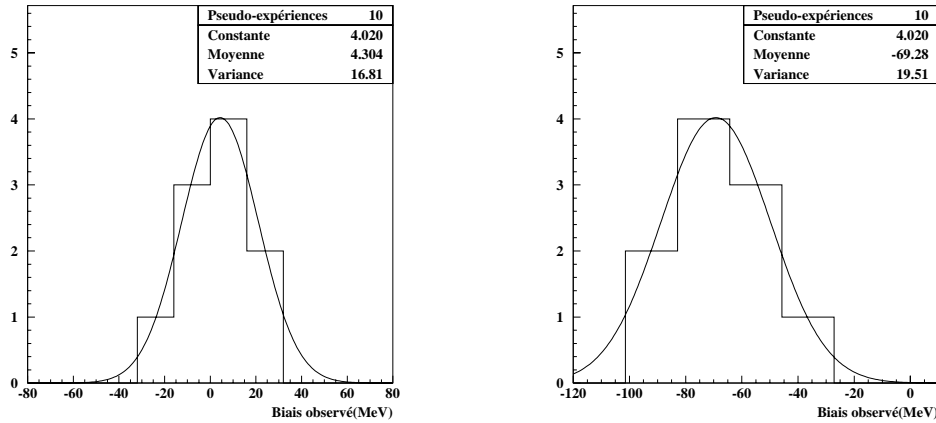


FIG. 7.29 – *A gauche: estimation de l'erreur systématique due à la résolution angulaire des muons. A droite: estimation de l'erreur systématique due à un éventuel biais dans la mesure angulaire des muons.*

7.5.7 Résumé.

L'ensemble des erreurs relatives au détecteur est résumé dans les tableaux 7.6 et 7.7.

On souligne la spécificité des corrections d'énergie des jets. Ces dernières sont en effet calculées chaque année grâce aux données enregistrées au pic du Z. L'erreur associée reflète uniquement l'incertitude statistique sur la valeur des corrections, conséquence du nombre limité de données de calibration. Ces erreurs seront donc non corrélées entre les années. Une approche parallèle aurait également pu être adoptée en utilisant l'intégralité des données enregistrées au pic du Z au cours des trois années, pour obtenir une incertitude réduite sur les corrections. Les erreurs sur notre résultat auraient alors été totalement corrélées entre les années, aboutissant en définitive à une erreur comparable.

Origine	Erreur (MeV)		
	1998	1999	2000
Traces chargées	1	1	1
Corrections en énergie	2	2	2
Résolution angulaire	4	4	4
Biais angulaire	132	139-162	167-170
Simulation des calorimètres	98	103-120	124-128
Total	164	173-201	208-213

TAB. 7.6 – *Résumé des erreurs systématiques relatives à l'appareillage dans le canal hadronique.*

Origine	Erreur (MeV)		
	1998	1999	2000
Traces chargées	1	1	1
Résolution angulaire	4	4	4
Biais angulaire	70	84-93	96-99
Total	70	84-93	96-99

TAB. 7.7 – *Résumé des erreurs systématiques relatives à l'appareillage dans le canal muonique.*

A l'exception des corrections en énergie, toutes les erreurs relatives au détecteur ne comportent pas de composante statistique. Elles sont notamment

le fait de caractéristiques physiques stables du détecteur (rayon du détecteur de vertex, déformation du champ...). Elles seront donc totalement corrélées entre les années. Ces erreurs seront évidemment non corrélées entre les différentes expériences.

7.6 Erreurs systématiques relatives à la méthode.

La méthode de repondération reposant sur une comparaison directe données/ Monte Carlo, il convient d'estimer précisément les erreurs provenant de la théorie et de la méthode.

7.6.1 Statistique Monte Carlo.

Le nombre d'événements Monte Carlo utilisés comme référence est fini. Pour estimer l'incertitude provenant de ce fait, on divise le lot de référence en N lot indépendants ($N=10, 20, 30\dots$) avec lesquels on extrait l'énergie dans le centre de masse avec la procédure d'ajustement classique. Le nombre de sous lots et la variance des résultats associés suit la loi[97]:

$$RMS = \Delta E_{cm} \sqrt{N}$$

où ΔE_{cm} est l'incertitude statistique issue du nombre fini d'événements Monte Carlo.

Dans le cas hadronique, où un lot de référence comporte 500000 événements, une incertitude de 23 MeV est assignée.

En revanche, dans le canal muonique, où le lot à 189 GeV comporte 300000 événements, l'incertitude augmente jusqu'à 37 MeV (voir figure 7.30). Aux autres énergies, les lots de référence n'en comportent que 100000, multipliant ainsi l'erreur par $\sqrt{3}$. L'amplitude de l'ordre de 60 MeV devient alors très importante à chaque point d'énergie. Elle sera néanmoins fortement réduite par la procédure de combinaison des résultats.

7.6.2 Non repondération du bruit de fond.

Dans la description du principe de la méthode, il fut mentionné que les bruits de fond n'étaient pas repondérés en fonction de l'énergie du faisceau, contrairement au signal. Il nous appartient alors d'estimer l'incertitude reliée à cette simplification. Pour cela, on estime la section efficace de chaque canal à la nouvelle énergie dans le centre de masse, résultat de l'ajustement. Chaque

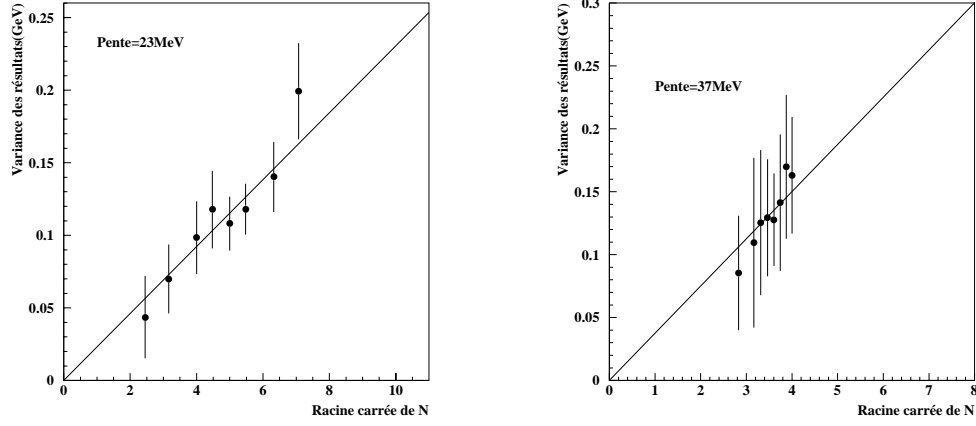


FIG. 7.30 – *A gauche: variation de la variance des résultats obtenus en fonction de la racine carrée du nombre de sous lots créés dans le canal hadronique. A droite: idem dans le canal muonique.*

section efficace étant alors variée individuellement, le biais observé sur le résultat de l'ajustement est pris comme erreur systématique. Les tableaux 7.8 et 7.9 résument la contribution individuelle de chaque bruit de fond à l'erreur totale. En raison de la faible dépendance de sa section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse ainsi que de son faible niveau, le bruit de fond $\gamma\gamma$ a une contribution négligeable à cette erreur.

On observe une dépendance en fonction de l'énergie nominale due au fait que plus l'énergie résultat de l'ajustement est éloignée de l'énergie de référence du Monte Carlo, plus l'incertitude est importante.

Bruit de fond	Erreur (MeV)						
	189	192	196	200	202	205	207
WW	5	6	6	3	3	5	4
ZZ	1	1	1	1	1	1	1
$W\ell\nu$	1	1	1	1	1	1	1
Zee	4	5	4	4	4	3	4
Total	7	8	8	6	6	6	6

TAB. 7.8 – *Détails des contributions individuelles à l'erreur systématique due au bruit de fond dans le canal hadronique.*

Bruit de fond	Erreur (MeV)					
	189	196	200	202	205	207
WW	10	6	5	12	11	7
ZZ	12	7	7	15	13	8
$\tau\tau$	5	3	4	5	4	2
Zee	1	1	1	2	2	1
Total	16	10	10	20	22	11

TAB. 7.9 – Détails des contributions individuelles à l'erreur systématique due au bruit de fond dans le canal muonique.

7.6.3 Influence de la coupure sur x .

On rappelle que l'ajustement est réalisé sur l'intervalle en x $[0.6;0.88]$ (voir chapitre 6). Il convient de vérifier que les résultats sont indépendants de cette coupure. Pour cela, la méthode des pseudo-expériences va à nouveau être utilisée.

Chaque lot de pseudo-données subit deux ajustements. Le premier correspond

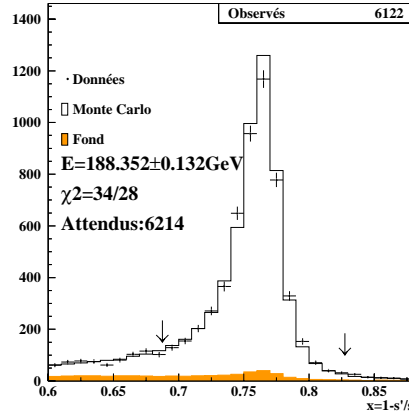
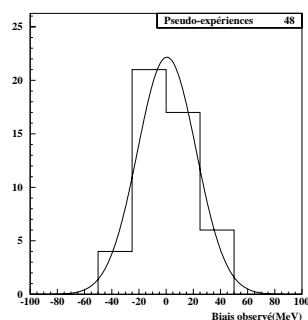


FIG. 7.31 – Désignation des bornes des nouveaux intervalles en x considérés.

à la procédure habituelle, tandis que le second est réalisé sur un intervalle restreint en x . Différentes coupures sur x définies sur la figure 7.31 sont ainsi testées. La largeur des intervalles X_j demeure quant à elle égale à 0.01, qui est la valeur de référence.

La distribution des biais observés quand l'ajustement est restreint à l'intervalle $[0.68-0.82]$ est donnée sur la figure 7.32. Un comportement gaussien est ainsi observé avec une valeur moyenne compatible avec 0. Cela est d'ailleurs

le cas pour toutes les restrictions suivant x testés, comme le résume le tableau accolé. La méthode d'ajustement apparaît donc indépendante de la coupure réalisée sur la variable x .



Coupure sur $x = 1 - \frac{s'}{s}$	Biais observé (MeV)
0.68 - 0.82	1 ± 3
0.60 - 0.82	-1 ± 1
0.68 - 0.88	0 ± 2

FIG. 7.32 – *A gauche: distributions des variations observées pour les 48 lots entre l'ajustement sur un intervalle de x restreint (0.68-0.82) et celui de référence (0.60-0.88). Un ajustement gaussien est superposé. A droite: résumé des valeurs moyennes des ajustements gaussiens des biais pour différentes configurations.*

7.6.4 Influence de la largeur des intervalles X_j .

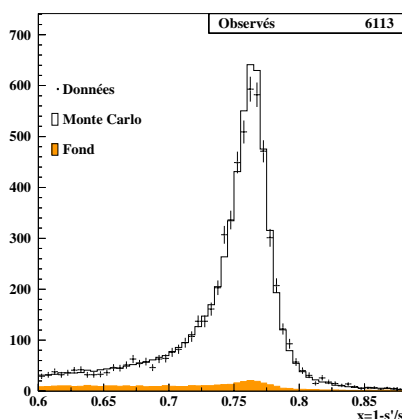
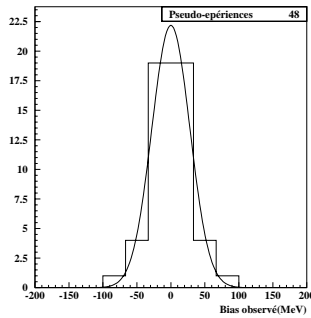


FIG. 7.33 – *Exemple d'ajustement avec des intervalles X_j de largeur 0.005.*

Il fut mentionné au paragraphe 7.1 que les intervalles X_j sur lesquels on calcule les probabilités d'existence de chaque événement étaient de largeur

0.01. Il convient également de vérifier que ce choix ne biaise pas les résultats. Pour cela, on fait à nouveau subir deux ajustements pour chaque lot de pseudo-données. Le premier est effectué avec des intervalles X_j de largeur 0.01, tandis que dans le cas du second la largeur est variée. La figure 7.33 donne un exemple d'ajustement avec des intervalles X_j de largeur 0.005. Contrairement au paragraphe 7.6.3, la coupure sur x demeure inchangée. La distribution dans le cas particulier de 0.005 est représentée sur la figure 7.34, accompagnée d'un résumé des différents biais pour des largeurs de 0.02, 0.0066, et 0.005. Toutes les valeurs observées sont compatibles avec 0, attestant de la bonne stabilité de la méthode.



Largeur des sous-intervalles	Biais observé (MeV)
0.005	0 ± 4
0.0066	4 ± 5
0.02	-2 ± 11

FIG. 7.34 – *A gauche: distribution des variations observées pour les 48 lots entre l'ajustement avec des intervalles X_j de largeur 0.005 et celui de référence avec des largeurs de 0.01. Un ajustement gaussien est superposé. A droite: résumé des valeurs moyennes des ajustements gaussiens des biais pour différentes configurations.*

7.6.5 Modélisation ISR.

La simulation de la radiation initiale a été largement détaillée au paragraphe 1.3. Le schéma CEEX à l'ordre 2 est ainsi apparu le plus approprié à nos calculs avec un calcul complet à l'ordre 2 des termes “logarithme dominant” (LL) et “sous logarithme dominant” (NLL), ainsi que la prise en compte de l'interférence ISR/FSR. Les incertitudes relatives aux ordres supérieurs non pris en compte vont être estimées séparément pour les hadrons et les muons.

~Cas des hadrons.

On rappelle que le générateur KK2f[6] est interfacé avec le programme Jetset[11], responsable de la simulation de la fragmentation. La radiation de photons dans l'état final est prévu par KK2f; dans ce cas, elle est interdite

dans Jetset afin d'éviter tout double comptage. Cela signifie que la radiation de photons se passe avant celle des gluons, interdisant ainsi toute compétition entre les deux. Cette séparation étant non physique, une attitude conservatrice a été adoptée, en interdisant la radiation finale dans KK2f, Jetset prenant en charge les deux types d'émissions. Ce choix entraîne malheureusement l'impossibilité de prendre en compte l'interférence ISR/ FSR, entraînant ainsi une nouvelle source d'incertitude détaillée plus loin.

On estime dans un premier temps les incertitudes issues de l'absence des corrections d'ordre supérieur. On dégrade pour cela artificiellement KK2f aux ordres (α) dans le schéma CEEEX et (α^3) dans le schéma EEX. Les biais observés sur les résultats des pseudo-expériences sont représentés sur la figure 7.35. L'erreur systématique sera ainsi prise comme étant la plus grande variation égale à 16 MeV et observé quand le schéma CEEEX à l'ordre (α^2) est remplacé par le schéma CEEEX à l'ordre (α).

L'interférence ISR/FSR n'étant pas simulée dans le Monte Carlo, sa contri-

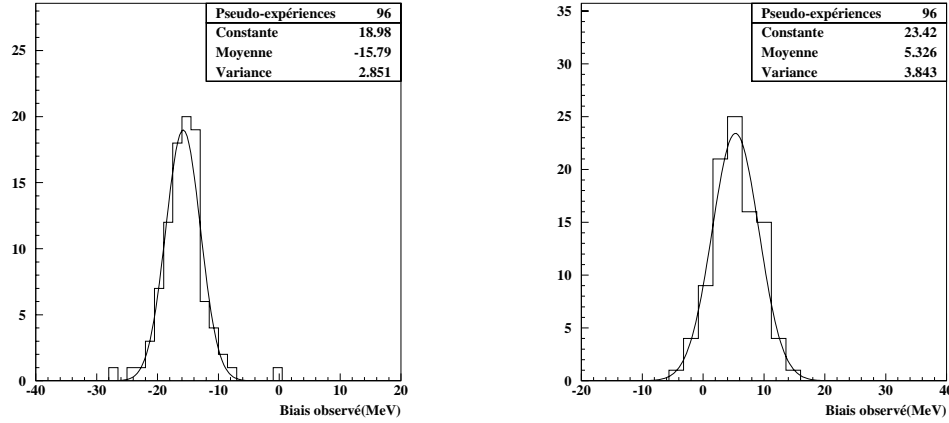


FIG. 7.35 – *A gauche: biais observés sur les résultats de 96 pseudo-expériences dans le canal hadronique quand le Monte Carlo de référence est dégradé de l'ordre α^2 (schéma CEEEX) à l'ordre α (CEEEX). A droite: idem avec une dégradation de l'ordre α^2 (schéma CEEEX) à l'ordre α^3 (EEX).*

bution à l'incertitude est estimée à l'aide du programme semi analytique Zfitter[98]. Ce dernier permet en effet le calcul de section efficace différentielle en tenant compte de l'interférence. Le Monte Carlo de référence est alors repondéré sur chaque intervalle X_j par le rapport des sections efficaces différentielles avec et sans interférence. Le biais observé de 10 MeV est pris comme incertitude.

~Cas des muons

L'impact de l'absence de corrections d'ordre supérieur est estimé de la même façon dans le cas des muons que dans celui hadronique; le schéma CEEX à l'ordre (α^2) est ainsi dégradé de deux façons différentes: CEEX à l'ordre (α) ou EEX à l'ordre (α^3). Les biais observés sont résumés sur la figure 7.36. Si le biais induit par le passage du schéma CEEX à EEX est de l'ordre de 5 MeV comme pour les hadrons, on observe un effet réduit à 3 ± 3 MeV pour la dégradation de l'ordre (α^2) à l'ordre (α) dans le schéma CEEX. Cette différence de comportement par rapport au cas hadronique peut trouver son explication dans la présence de l'interférence ISR/FSR, ou une analyse plus robuste dans le cas muonique.

Une incertitude conservatrice de 10 MeV sera ainsi assignée. L'interférence

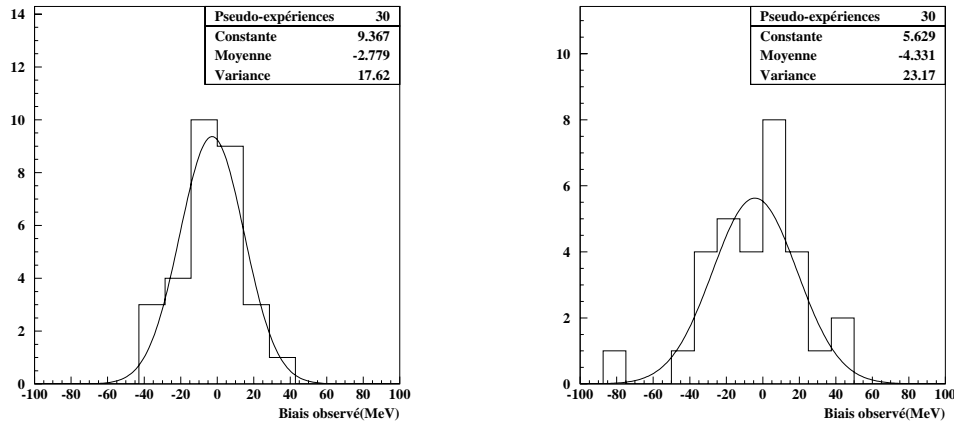


FIG. 7.36 – *A gauche: biais observés sur les résultats de 30 pseudo-expériences dans le canal muonique quand le Monte Carlo de référence est dégradé de l'ordre α^2 (schéma CEEX) à l'ordre α (CEEX). A droite: idem avec une dégradation de l'ordre α^2 (schéma CEEX) à l'ordre α^3 (EEX).*

ISR/FSR étant complètement simulée dans le cas des muons, il est inutile d'y associer une erreur; il paraît néanmoins intéressant d'estimer l'influence sur notre analyse de son introduction. Une nouvelle série de pseudo-expériences donne une déviation égale à 0 ± 4 MeV (voir figure 7.37), compatible avec la valeur trouvée pour les désintégrations hadroniques par une méthode différente⁷.

7. l'effet est en outre atténué dans le canal hadronique en raison de la charge fractionnaire des quarks, montrant ainsi le côté conservatif de notre précédente estimation.

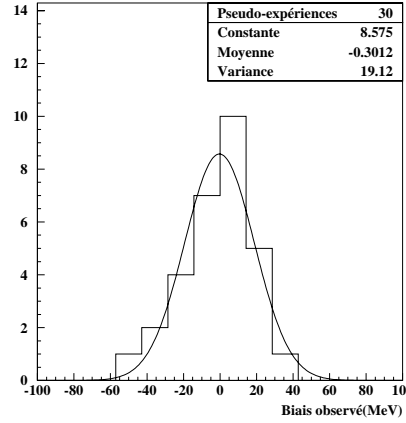


FIG. 7.37 – *A droite: biais observé sur le résultat de 30 pseudo-expériences dans le canal muonique quand on retire l'interférence ISR/FSR dans le Monte Carlo de référence généré avec le schéma CEEX à l'ordre α^2 .*

7.6.6 Fragmentation.

L'influence de la méthode de fragmentation choisie est étudiée en remplaçant le programme Jetset qui utilise le modèle des cordes par Herwig basé sur le modèle des amas (voir paragraphe 1.3.2). KK2f étant normalement interfacé avec Jetset, un outil spécifique[99] permet d'extraire les caractéristiques cinématiques des quarks, avant de leur faire subir la fragmentation par le modèle des amas. Les photons initiaux demeurent quant à eux inchangés. Cette méthode contient deux avantages principaux:

- la production de quark, ainsi que l'émission de photons initiaux, demeurent simulées par KK2f, le programme le plus adapté à notre analyse.
- les caractéristiques cinématiques des partons étant conservées, les fluctuations statistiques entre le lot "Jetset" et le lot "Herwig" seront réduites.

La méthode des pseudo-expériences est ensuite à nouveau appliquée en faisant subir la procédure d'ajustement aux mêmes lots de pseudo-données à deux reprises avec les deux Monte Carlo de référence. Un biais de 47 MeV est ainsi observé, comme en atteste la figure 7.38.

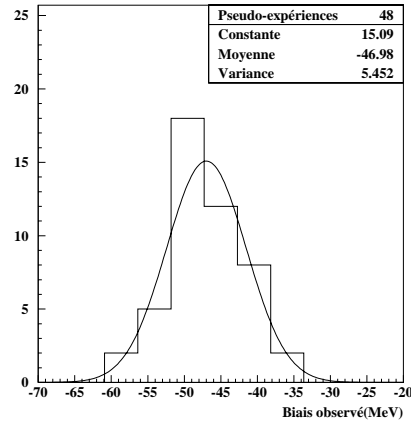


FIG. 7.38 – *Biais observé sur le résultat de 48 pseudo-expériences quand le programme de fragmentation Jetset est remplacé par le programme Herwig.*

7.6.7 Résumé.

L'ensemble des erreurs relatives à la méthode sont résumées dans les tableaux 7.10 et 7.11.

L'erreur relative à la statistique Monte Carlo sera supposée non corrélée entre les expériences et les différentes périodes de prise de données. Les valeurs indiquées dans les tableaux se rapportent à un ajustement à une énergie donnée. L'amplitude de l'erreur sur la combinaison sera en conséquence fortement réduite.

En revanche, les autres, relatives à la simulation Monte Carlo et au traitement du bruit de fond, sont totalement corrélées entre les expériences et les trois années.

On remarque que l'incertitude relative au bruit de fonds fluctue largement au

Origine	Erreur (MeV)
Statistique Monte Carlo	23
Bruit de fond	6-8
Fragmentation	47
Modélisation ISR	20
Interférence ISR/FSR	10
Total	57

TAB. 7.10 – *Résumé des erreurs systématiques relatives à la méthode dans le canal hadronique.*

fil des années. Cela provient de la façon dont elle a été estimée: plus l'énergie extraite de l'ajustement sera proche de celle du Monte Carlo de référence, plus l'erreur sera petite.

Origine	Erreur (MeV)
Statistique Monte Carlo	37-60
Bruit de fond	10-22
Modélisation ISR	10
Interférence ISR/FSR	10
Total	42-65

TAB. 7.11 – *Résumé des erreurs systématiques relatives à la méthode dans le canal muonique.*

7.7 Discussion des erreurs systématiques.

7.7.1 Résumé.

Les tableaux 7.12 et 7.13 récapitulent l'ensemble des erreurs systématiques détaillées aux paragraphes précédents. Les chiffres donnés ici sont relatifs au résultat combiné sur la variable Δ , les corrélations entre années ayant été prises en compte en fonction des indications données dans les résumés précédents.

Afin de procéder à une future combinaison, l'éventuelle corrélation des erreurs entre les expériences est particulièrement mise en évidence. On remarque notamment la prédominance des erreurs relatives au détecteur, donc non corrélées.

7.7.2 Comparaison avec la mesure de la masse du W.

La détermination de la masse du boson W et cette analyse ayant une grande quantité de techniques en commun, il paraît intéressant de comparer les incertitudes communes aux deux mesures. On s'intéressera plus particulièrement aux désintégrations semi leptoniques de W, la topologie (2 jets + énergie manquante) étant très proche de celle de événements $Z\gamma$.

Les ordres de grandeur des erreurs dans ce canal sont rappelées dans le tableau 7.14.

Pour ce qui est des erreurs relatives à l'appareillage, on observe des ordres de grandeurs similaires pour les termes de résolution ou de traces chargées. Cela

Origine	Erreur (MeV)
Erreurs corrélées	
Simulation de LEP	5
Fragmentation	47
Simulation ISR	20
Interférence ISR/FSR	10
Ensemble des erreurs corrélées	52
Erreurs non corrélées	
Statistique Monte Carlo	9
Bruits de fond	8
Traces chargées	1
Corrections en énergie	2
Résolution angulaire	4
Biais angulaire	147
Simulation des calorimètres	109
Ensemble des erreurs non corrélées	183
Total	190

TAB. 7.12 – *Résumé des erreurs systématiques dans le canal hadronique.*

n'est en revanche plus vrai pour les erreurs relatives à un possible biais dans la détermination des directions des jets ou leptons. Cela s'explique par les topologies différentes des événements; une proportion importante des événements $Z\gamma$ sont en effet contenus dans un hémisphère. L'application d'un biais systématique -sur les jets ou les leptons- a donc pour effet de systématiquement augmenter -ou réduire- l'angle d'ouverture des deux jets; l'impact sur l'énergie dans le centre de masse issu de l'ajustement sera donc important. Cela n'est en revanche pas le cas des événements WW , qui ont une distribution spatiale plus isotrope; l'angle d'ouverture des produits de désintégration sera donc tantôt réduit, tantôt accru. Une dégradation sera donc naturellement observée, sans pour autant aboutir à un important effet systématique. Enfin, la différence sur la simulation des calorimètres trouve son explication dans la même cause; on remarque en effet les facteurs de rééchelonnement définis sur la figure 7.26 ont tendance à rapprocher de l'axe des faisceaux un jet situé à la fois dans le tonneau et un bouchon.

L'erreur due à la fragmentation est elle aussi d'une amplitude supérieure dans le cas de cette analyse. Une différence fondamentale entre les processus WW et $Z\gamma$ étant l'absence de quark beaux dans le premier cas, des pseudo-expériences ont été réalisées avec des lots de données composés uniquement

Origine	Erreur (MeV)
Erreurs corrélées	
Simulation de LEP	5
Simulation ISR	10
Ensemble des erreurs corrélées	11
Erreurs non corrélées	
Statistique Monte Carlo	21
Bruits de fond	15
Traces chargées	1
Résolution angulaire	4
Biais angulaire	81
Ensemble des erreurs non corrélées	85
Total	86

TAB. 7.13 – *Résumé des erreurs systématiques dans le canal muonique.*

Origine	Erreur (MeV)
Erreurs corrélées	
Fragmentation	15
Corrections radiatives manquantes	5
Erreurs non corrélées	
Statistique Monte Carlo	4-6
Bruits de fond	1-6
Traces chargées	4-6
Corrections en énergie	4-8
Résolution/biais angulaire des jets	4
Résolution/biais angulaire des leptons	15
Simulation des calorimètres	5-15

TAB. 7.14 – *Extraits des erreurs systématiques sur la mesure de la masse du W dans le canal semi leptonique[34][33].*

de quarks $udsc$. Le biais observé quand on remplace l’hadronisation Jetset de la référence⁸ par l’hadronisation de Herwig apparaît comme stable avec une valeur de -51 ± 1 MeV. Le désaccord observé ne provenant pas du secteur du b , la topologie spécifique des événements $Z\gamma$ semblent être à nouveau à l’origine de cette amplitude importante.

8. elle aussi constituée des seuls quarks $udsc$.

7.8 Conclusion.

7.8.1 Aleph et les autres collaborations LEP.

L'énergie dans le centre de masse a été mesurée par une méthode alternative basée sur l'ajustement du pic de retour radiatif au Z, l'analyse étant basée sur l'intégralité des données enregistrées entre 1998 et 2000 par l'expérience Aleph.

La combinaison des résultats dans les canaux hadroniques et muoniques montrent une déviation par rapport à la prédiction classique d'amplitude 2.3σ :

$$E_{Z\gamma} - E_{LEP} = -457 \pm 67(stat.) \pm 177(syst.) MeV \quad (7.4)$$

où E_{LEP} désigne l'énergie dans le centre de masse déterminée par la méthode de mesures de champ magnétique par des sondes RMN.

L'erreur systématique est principalement dominée par des effets d'appareillage, et notamment les incertitudes relatives aux biais éventuels sur les mesures d'angles.

Cette étude présente la particularité de répondre à un double objectif: elle propose tout d'abord une mesure de précision d'une quantité à l'origine d'une erreur systématique majeure dans la mesure de la masse du W. Alors que toutes les déterminations classiques de l'énergie du faisceau reposent sur des hypothèse de physique des accélérateurs (voir chapitre 4), elle permet une mesure totalement indépendante. Au delà de cet aspect, cette étude permet également des tests des méthodes employées pour la mesure de la masse du W dans le secteur bien connu du Z.

Cette seconde approche a mis en évidence la topologie spécifique des événements $Z\gamma$ montrant une grande sensibilité aux effets d'appareillage. Les erreurs principales contribuant à la mesure se sont révélées avoir un faible impact sur la mesure de la masse du W. Pour être efficace, la première approche devra recevoir les contributions des quatre expériences LEP.

Au moment des conférences d'hiver 2001, seule l'expérience Delphi a publié ses résultats dans le canal muonique aux énergies comprises entre 183 GeV et 202 GeV[100]. La méthode consiste en un ajustement d'une fonction de Breit Wigner sur le pic de retour radiatif reconstruit; afin de tenir compte des effets d'appareillage, la méthode est calibrée avec des événements Monte Carlo. Le résultat montre un bon accord avec la détermination classique avec cependant une faible précision statistique:

$$E_{LEP} - E_{Z\gamma} = 159 \pm 203(stat.) \pm 116(syst.) MeV \quad (7.5)$$

Là aussi, l'erreur systématique principale provient des incertitudes sur la géométrie du détecteur; la connaissance limitée du rayon du détecteur de vertex

entraînent une erreur de 100 MeV sur le résultat final: un sous détecteur plus ou moins large aurait en effet tendance à augmenter ou réduire systématiquement l'angle d'ouverture des jets. On retrouve ainsi les problèmes liés à la topologie particulière des événements $Z\gamma$. Les erreurs corrélées entre expérience (simulation ISR notamment) sont quant à elles d'une amplitude très similaire à celles détaillées au paragraphe 7.6.

Tandis qu'une analyse des processus hadroniques est également en cours dans Delphi, la collaboration Opal développe aussi une mesure à partir des désintégrations en hadrons, $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$. L'activité de L3 dans ce domaine paraît plus réduite[101].

7.8.2 Perspectives futures.

L'objectif à court terme est la publication de résultats combinés entre les quatre expériences pour les conférences d'été 2001. En supposant des amplitudes d'erreurs systématiques identiques dans toutes les analyses avec une contribution majoritaire de l'appareillage, on peut espérer réduire l'erreur totale autour de 90 MeV. Bien que non compétitive avec les déterminations actuelles, elle représente une vérification importante en raison de son indépendance de mesure. En parallèle, les résultats des autres méthodes alternatives (spectromètre/ mesure de Q_s) devraient apporter un jour nouveau dans le domaine. Si ces dernières devaient confirmer le résultat 7.4, l'impact sur la mesure de la masse du W serait important mais alors corrigé.

On peut aussi imaginer un accord global entre les expériences avec néanmoins une déviation par rapport aux estimations basées sur la physique des accélérateurs. Dans ce cas, cette dernière apparaît comme un éventuel point faible au même titre que les simulations Monte Carlo, communes à toutes les expériences. Les mesures de la masse du W consistant toutes en des comparaisons données/ Monte Carlo, un défaut de simulation ne serait pas sans conséquences.

Enfin, si la seule collaboration Aleph observait cette déviation, il conviendrait d'isoler l'effet d'appareillage ou de méthode à l'origine de ce désaccord, puis d'estimer son influence sur l'analyse de la mesure de la masse du W. En dépit de nombreuses recherches détaillées au cours de ce chapitre, aucun phénomène n'est parvenu à expliquer en totalité le désaccord.

Dans tous les cas de figures, la compréhension de cet effet apparaît nécessaire pour avoir pleinement confiance dans la mesure finale de la masse du boson W d'Aleph, voire du LEP.

Chapitre 8

Mesure de couplages à trois bosons neutres.

Les couplages à trois bosons, dont la phénoménologie a été détaillée au chapitre 3, ont été mesurés aux énergies comprises entre 189 GeV et 207 GeV. En raison de la forte incertitude statistique, les désintégrations leptoniques avec leur faible taux de branchement ne seront pas utilisées. Nous considérons donc le seul canal hadronique¹, dont la sélection a été explicitée au chapitre 6. Dans un premier temps, les signatures expérimentales de couplages anormaux sont détaillées; une méthode d'extraction des couplages en est déduite. Les résultats de l'expérience Aleph sont ensuite détaillés, avant d'être comparés à ceux des autres expériences LEP.

8.1 Signature des couplages anormaux.

La présence de couplages anormaux peut se manifester principalement de deux façons:

- un changement de section efficace.
- une modification des caractéristiques cinématiques de l'événement.

Un programme basé sur l'article théorique [55] permet la génération d'événements avec des couplages anormaux entre bosons neutres. Utilisant la notation classique de lagrangien effectif avec les 8 nouveaux couplages h_i^V , il présente néanmoins deux inconvénients majeurs:

- seul le cas de la radiation unique d'un photon est considéré, les corrections d'ordre supérieur à (α) étant ignorées.

1. les événements où le Z se désintègre en deux neutrinos présentent également un potentiel assez intéressant en terme de mesure de couplage; ils ne seront cependant pas considérés dans cette analyse.

- il n'est interfacé à aucun programme d'hadronisation.

On en déduit que ce programme se contente de générer des états finaux comportant deux quarks et un photon; il sera donc impossible de l'utiliser comme référence Monte Carlo par rapport aux données. En revanche, il permettra de repondérer le Monte Carlo KK2f[6][7] pour déduire des distributions de quantités mesurables en fonction de couplages anormaux. Cette étape sera détaillée dans le paragraphe 8.2. Nous allons dans un premier temps uniquement considérer la simulation au niveau de l'état final à trois corps: quark, antiquark et photon.

Dans toute la suite, on supposera une constante de couplage fixe sur l'échelle d'énergie considérée. Cela correspond au cas de la restauration d'unitarité par annulation à une échelle Λ , qui fut évoquée au paragraphe 3.1.3.

En outre, à moins que cela ne soit explicitement mentionné², une seule constante de couplage sera variée hors de sa valeur du Modèle Standard, qui sera quant à elle prise comme nulle³. Cela est évidemment réducteur et éventuellement non physique: si on reprend l'exemple des boucles de charginos, on se rend compte que dans ce cas les deux couplages h_3^γ et h_3^Z sont modifiés simultanément; la non considération des termes d'interférence pourrait également mener à des limites sousestimées sur les valeurs des couplages. Enfin, toutes les études de ce paragraphe ont été réalisées à une énergie dans le centre de masse de 199.5 GeV, les comportements généraux étant stables sur une échelle de 10 GeV, caractéristique de notre étude.

~Section efficace.

Les sections efficaces quand les couplages h_i^γ varient entre -1 et 1 sont représentées sur la figure 8.1 dans le cas d'une coupure inférieure de 18° sur l'angle polaire du photon. La forme exactement parabolique provient de la paramétrisation du lagrangien effectif, qui entraîne une modification de la section efficace de la forme:

$$\sigma_{MS+CA} = \sigma_{MS} + \sum_{i,i'=1\dots 4; V,V'=\gamma,Z} A_{ii';VV'} \times h_i^V h_{i'}^{V'} \quad (8.1)$$

où $A_{ii';VV'}$ désignent des coefficients réels. Bien que cette propriété ne soit plus mentionnée par la suite, elle fut extensivement utilisée afin de réduire les temps de calculs: par exemple, l'évolution de la section efficace pour un couplage anormal quelconque consiste simplement en un calcul pour trois valeurs arbitraires du couplage anormal suivi d'une interpolation polynomiale. Dans le cas des couplages conservant CP (h_3^γ et h_4^γ), on observe une importante asymétrie, conséquence d'une forte interférence entre les processus du

2. par exemple dans les ajustements à deux variables.

3. les contributions des boucles fermioniques évoquées au paragraphe 3.2.2 apparaissent en effet négligeables par rapport aux sensibilités expérimentales.

Modèle Standard et ceux issus des couplages anormaux; cela n'existe en revanche pas dans le cas des couplages violant CP. Il est également possible d'observer des interférences entre couplages anormaux. La figure 8.2 exhibe par exemple des régions des plans $(h_1^\gamma; h_2^\gamma)$ et $(h_3^\gamma; h_4^\gamma)$, dans lesquelles les effets de deux couplages anormaux sur la section efficace se neutralisent mutuellement.

Cette dépendance de la section efficace permet donc d'affirmer que sa seule

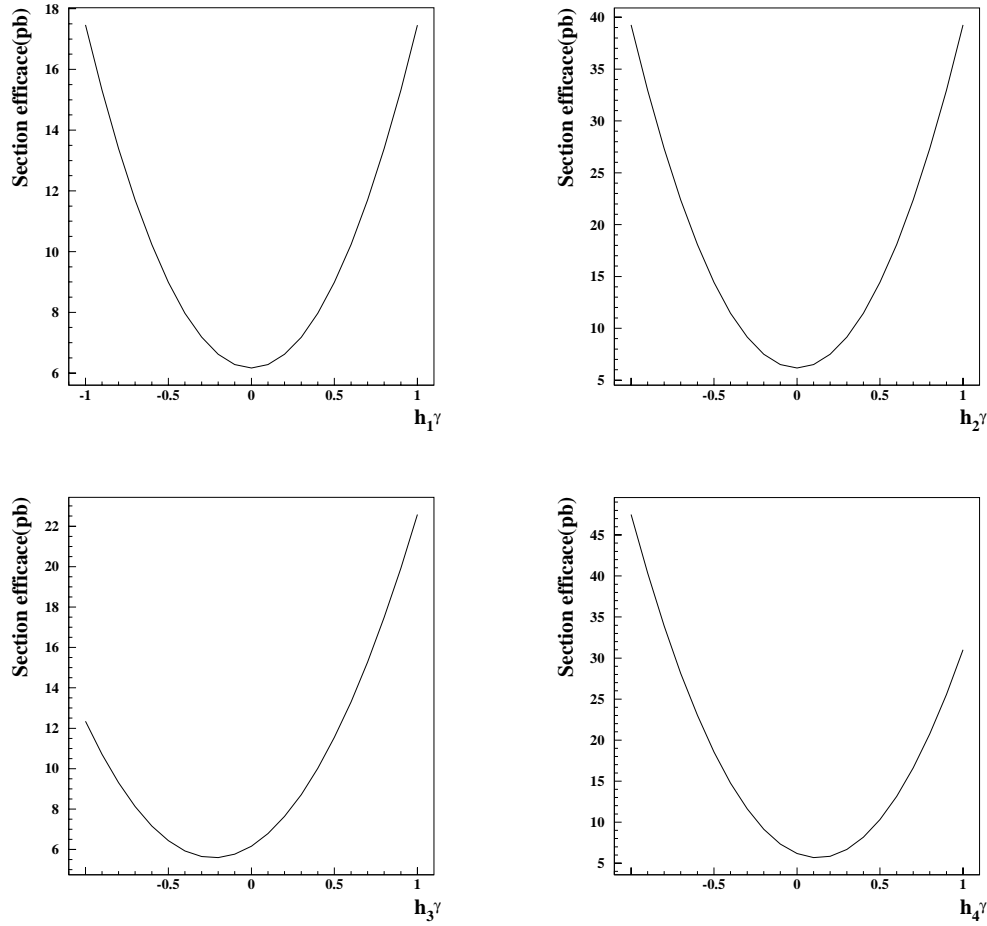


FIG. 8.1 – *Evolution des sections efficaces, quand une constante de couplage anormale h_i^γ est variée entre -1 et 1.*

mesure permet de contraindre les valeurs des constantes de couplage. Elle n'est cependant pas suffisante; on peut en effet, très bien imaginer au vu de ces courbes que h_3^γ vaut -0.4, et non 0, comme le prévoit le Modèle Standard. Il faut donc en appeler à des informations supplémentaires pour discrimi-

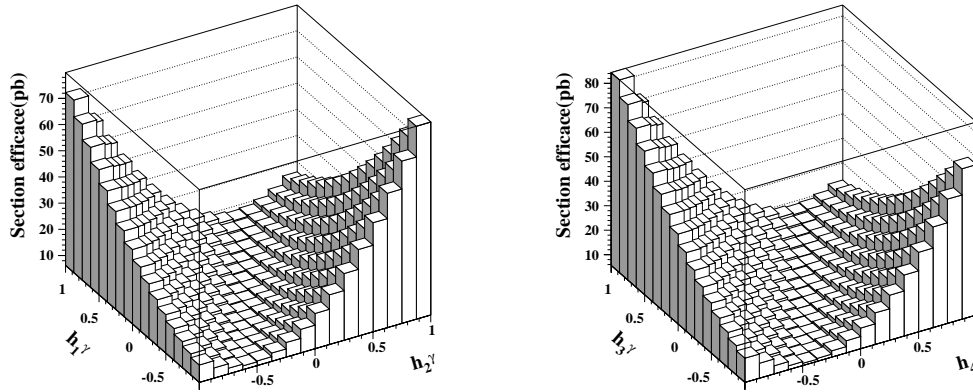


FIG. 8.2 – *Evolution des sections efficaces, quand deux constantes de couplages anormales h_i^γ sont variées conjointement entre -1 et 1.*

ner entre ces deux solutions; il s'agira des caractéristiques cinématiques des événements qui vont en outre permettre d'augmenter la sensibilité de notre mesure.

On souligne enfin, que toutes ces considérations relatives aux couplages h_i^γ s'appliquent également aux couplages h_i^Z non détaillés ici.

~Caractéristiques cinématiques.

On se place dans les cas particuliers: $h_4^\gamma = \pm 0.1$. On considère alors les trois variables:

- le cosinus de l'angle polaire du photon entre -0.95 et 0.95.
- l'énergie du photon entre 50 GeV et 90 GeV.
- $\alpha_{q\bar{q}\gamma}$, l'angle minimum entre le photon et les deux quarks entre 20° et 160° .

Pour les deux valeurs de couplages anormaux considérées, la figure 8.3 propose les distributions de chacune d'entre elles, ainsi que le rapport de la nouvelle section efficace différentielle sur celle prédite par le Modèle Standard. Cette dernière quantité est très intéressante, car significative de la sensibilité de la variable aux couplages anormaux; si on considère par exemple les distributions relatives à l'énergie du photon, on remarque un rapport de sections efficaces relativement plat. Cela signifie que l'existence de couplages anormaux se manifestera par une augmentation -ou une diminution- du nombre d'événements indépendamment de l'énergie du photon. Cette dernière n'apporte donc pas de supplément d'information par rapport à la seule section efficace.

En revanche, l'observation des distributions d'angle polaire du photon nous

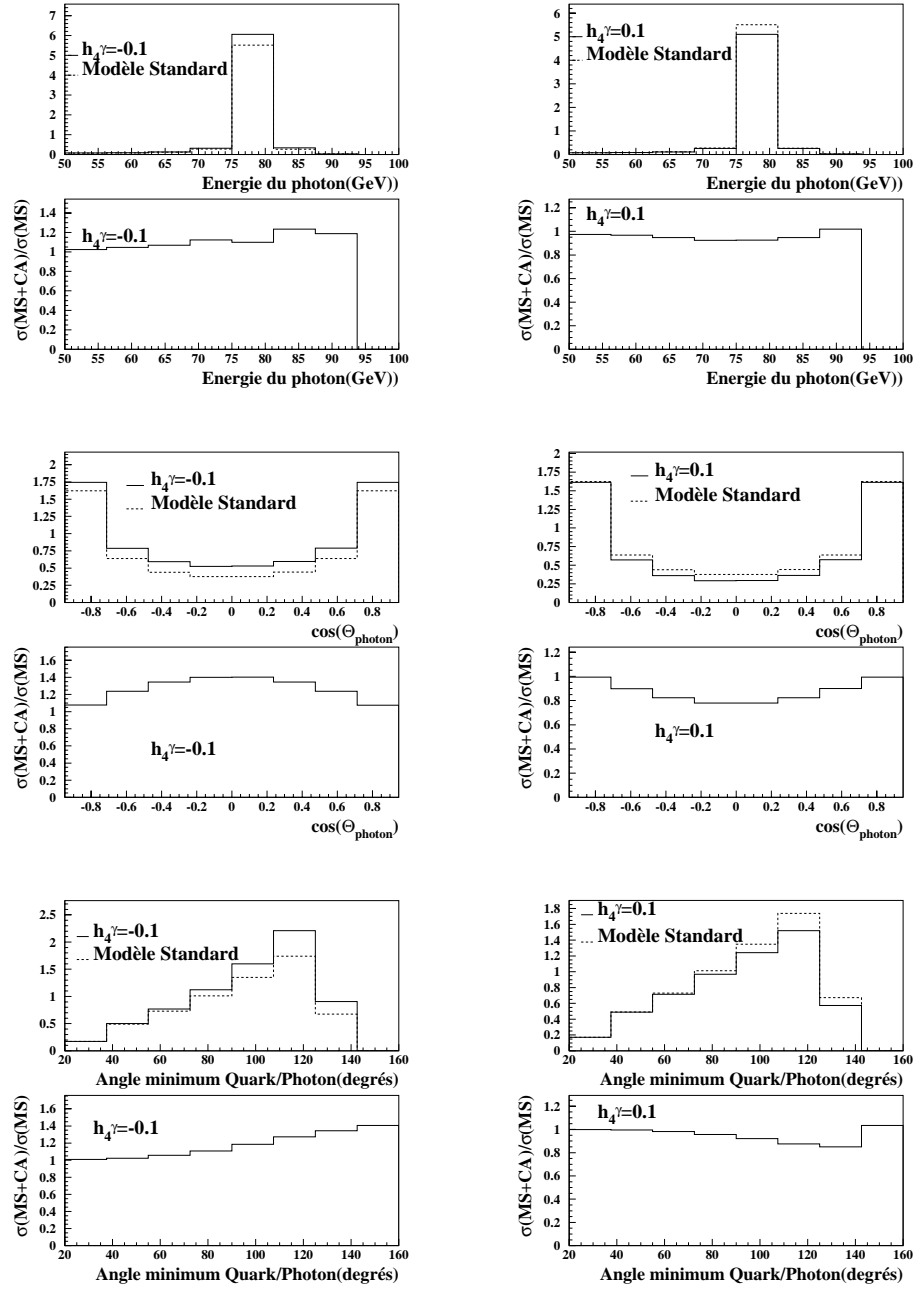


FIG. 8.3 – En haut: distribution de l'énergie du photon en présence (ou non) de couplage anormaux. La courbe inférieure correspond au rapport des distributions (Modèle Standard+Couplages anormaux)/(Modèle Standard). Au milieu: idem pour le cosinus de l'angle polaire du photon. En bas: idem pour l'angle minimum entre le photon et les quarks; on ignorera le dernier intervalle entre 140° et 160° , pour lequel la section efficace différentielle est très petite (mais non nulle, le rapport ayant donc un sens mathématique mais aucun physique).

informe que la région du tonneau montre une plus grande sensibilité aux couplages anormaux, avec une augmentation (ou une réduction) de la production de photons pouvant atteindre 35% (20%).

Enfin, l'existence de vertex impliquant trois bosons neutres se caractérise également par une modification de la section efficace pour des angles importants entre le photon et les quarks.

Par la suite, on considérera donc l'angle polaire du photon et la séparation avec les quarks pour l'extraction des constantes des couplages; ces deux variables présentent en outre l'avantage d'être très précisément mesurées grâce à la bonne granularité du calorimètre électromagnétique, et les performances des détecteurs de traces.

8.2 Mesures des couplages.

Les couplages anormaux à trois bosons neutres ont été pour la première fois mesurés à LEP par l'expérience L3 [102][103]. La méthode de mesure présentée ici est fortement inspirée de ces références et consiste à calculer un maximum de vraisemblance.

On considère un jeu de variables Ω_{MC} décrivant l'état final $q\bar{q}\gamma$. Le programme déjà mentionné[55] permet de calculer les poids ω en présence de couplages anormaux:

$$\omega(\Omega_{MC}, h_i^V) = \frac{|(M_{MS} + M_{CA})(\Omega_{MC}, h_i^V)|^2}{|(M_{MS})(\Omega_{MC})|^2} \quad (8.2)$$

En raison des arguments développés au paragraphe 8.1, Ω_{MC} sera choisi comme l'ensemble composé des variables: angle polaire d'émission du photon θ_γ , angle de séparation entre le photon et les quarks $\alpha_{q\bar{q}\gamma}$. Une justification quantitative sera en outre apportée ultérieurement.

On construit ensuite l'estimateur étendu de maximum de vraisemblance:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_\sigma \times \mathcal{L}_{Variables} \\ &= \frac{N_t(h_i^V)^{N_0} \exp(-N_t(h_i^V))}{N_0!} \times \prod_{j=1}^{N_0} \frac{\omega_j(\Omega_{mesure}, h_i^V)}{N_t(h_i^V)} \end{aligned} \quad (8.3)$$

où N_0 désigne le nombre d'événements observés, et $N_t(h_i^V)$ le nombre d'événements attendus en présence d'un ou plusieurs couplages anormaux. Ce dernier est estimé à partir du Monte Carlo KK2f repondéré par la simulation comportant des couplages anormaux.

Le premier facteur de type poissonnien correspond à un ajustement de la

valeur des constantes de couplage en fonction de la seule information de la section efficace.

Les informations relatives aux distributions des variables de Ω_{mesure} rentrent quant à elles en jeu dans le second facteur, qui consiste en un ajustement sur la seule forme des distributions, sans faire intervenir de normalisation; le facteur $\frac{\omega_j(\Omega_{mesure}, h_i^V)}{N_t(h_i^V)}$ est ainsi proportionnel à la probabilité d'occurrence de l'événement j pour un couplage anormal h_i^V . On souligne cependant la nuance entre Ω_{mesure} et Ω_{MC} ; le premier lot comprend l'angle mesuré du photon et l'angle de séparation entre photon et jets, tandis que le second se réfère aux données exactes du Monte Carlo. En raison de la très bonne résolution sur ces paramètres détaillée au paragraphe 6.2.5, on procède à l'identification, en prenant soin de symétriser les calculs d'éléments de matrice entre q et \bar{q} . Cette identification est d'autant plus justifiée par le fait que les calculs de

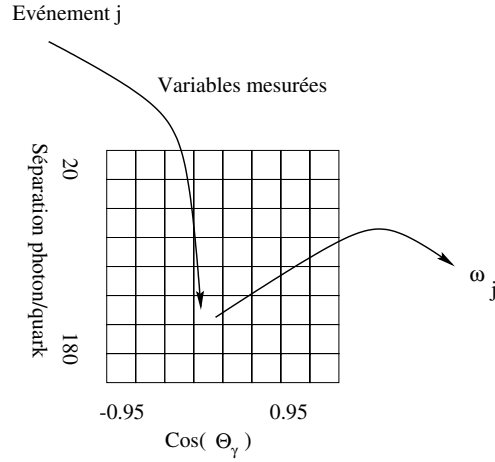


FIG. 8.4 – *Principe du damier utilisé pour le calcul du coefficient ω de l'événement j .*

poids sont réalisés sur un damier 8x8 des deux variables (voir figure 8.4); les biais éventuels entre la mesure et la valeur exacte de la quantité sont ainsi absorbés dans la largeur des intervalles.

Il fut également mentionné précédemment que la simulation des effets liés à la présence de couplages anormaux se limitaient au cas de la radiation unique dans l'état initial. Or, le programme KK2f servant de référence inclut les corrections radiatives jusqu'à l'ordre (α^3). Cette apparente incohérence est soluble, en considérant le référentiel du système composé des deux quarks et du photon le plus énergétique; l'énergie dans le centre de masse se trouve ainsi réduite, et les angles des trois particules sont modifiés. Ces quatre nouvelles quantités serviront alors à la détermination du poids ω_j . Néanmoins,

on remarque que la redéfinition de l'énergie dans le centre de masse n'a aucun impact, les évolutions des constantes de couplage ayant été ignorées (voir paragraphe 3.1.3). Les modifications des angles des particules vont quant à elles affecter le calcul du poids; cependant, en raison de la faible impulsion emportée par les photons secondaires (voir figure 6.14), l'impact sera faible et lui aussi majoritairement absorbé par la largeur des intervalles du damier. Pour ces deux raisons, il a été décidé dans cette mesure préliminaire de conserver les quantités mesurées dans le référentiel du laboratoire.

La valeur de constante de couplage la plus vraisemblable est alors extraite, en recherchant celle pour laquelle \mathcal{L} est maximale. On définit alors une nouvelle quantité, qui est nulle pour la valeur de constante de couplage la plus probable:

$$\mathcal{L}' = -2\Delta\log(\mathcal{L}) = -2 \times (\log(\mathcal{L}) - \log(\mathcal{L}_{maximale})) \quad (8.4)$$

L'intervalle à 68% (95%) de degré de confiance contient les valeurs de couplage pour lesquels la quantité \mathcal{L}' est inférieur à 1 (3.92)⁴.

8.3 Cas particulier du couplage h_4^γ à 188.6 GeV.

Afin d'illustrer la méthode précédemment décrite, l'analyse complète de la mesure du couplage h_4^γ à 188.6 GeV va être présentée. Le cas des données réelles va être explicitée dans un premier temps; on détaillera ensuite des études Monte Carlo visant à tester la stabilité de la méthode, ainsi que sa sensibilité.

8.3.1 Analyse sur les données réelles.

La méthode de mesure des couplages est appliquée au lot d'événements enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 188.6 GeV. La figure 8.5 présente l'évolution de la section efficace en fonction du couplage h_4^γ , quand celui ci varie de -1 à 1. Les distributions des variables intervenant dans l'ajustement sont données sur la figure 8.6 pour les données et le Monte Carlo; l'effet d'un couplage anormal h_4^γ égal à ± 0.1 est également superposé. La courbe de vraisemblance pour le couplage h_4^γ est ainsi représentée sur la figure 8.7. On en déduit que la valeur la plus vraisemblable du couplage h_4^γ est -8.10^{-3} . L'extraction des erreurs statistiques donne le résultat à 68% et 95% de degré de confiance:

4. dans le cas d'une analyse à deux dimensions, deux couplages étant autorisés à varier, les surfaces à 68% (95%) de degré de confiance correspondent aux points pour lesquels \mathcal{L}' est inférieur à 2.3 (6).

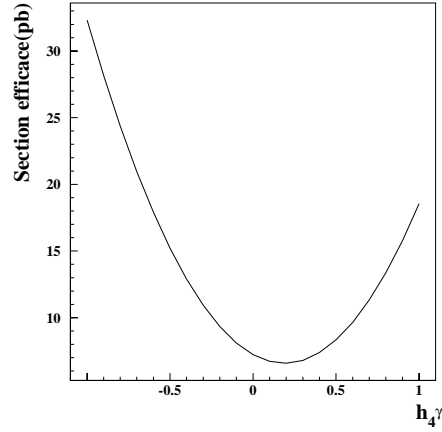


FIG. 8.5 – Evolution de la section efficace en fonction de h_4^γ à une énergie dans le centre de masse de 188.6 GeV.

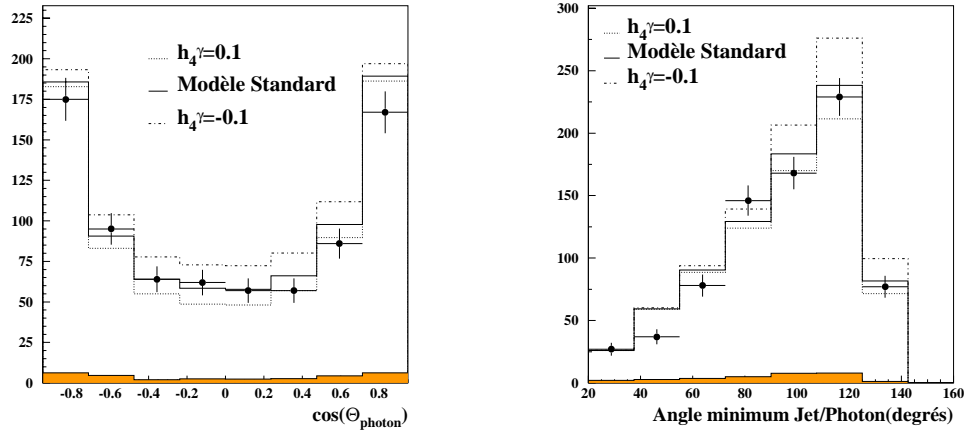


FIG. 8.6 – Distribution pour les données et le Monte Carlo à 188.6 GeV des deux variables: angle polaire du photon (à gauche) et séparation jet/ photon (à droite).

$$-0.008^{+0.035}_{-0.034} \text{ (68\%)}$$

$$-0.008^{+0.074}_{-0.061} \text{ (95\%)}$$

On n'observe donc pas de déviation par rapport à une valeur nulle de couplage. Par la suite, sauf en cas de désaccord avec le Modèle Standard, on aura parfois tendance à délaissier les valeurs des bornes au profit des largeurs d'intervalles de degré de confiance, qui reflètent plus explicitement la sensibilité des mesures.

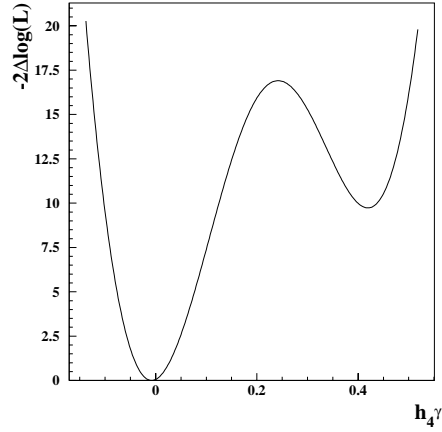


FIG. 8.7 – Variation de la quantité $\mathcal{L}' = -2\Delta\log(\mathcal{L})$ en fonction du couplage h_4^γ .

En séparant les deux facteurs contribuant à la quantité \mathcal{L} , il est possible de distinguer les contraintes provenant de la section efficace ou de la forme des deux variables intervenant dans le calcul des poids:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_\sigma + \mathcal{L}_{Variable} \quad (8.5)$$

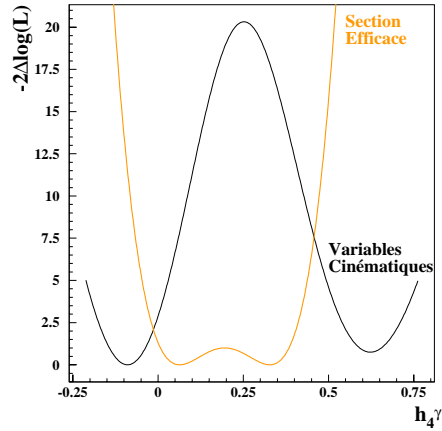


FIG. 8.8 – Variation de la quantité $\mathcal{L}' = -2\Delta\log(\mathcal{L})$ en fonction du couplage h_4^γ en séparant les contributions des informations de la section efficace et de la forme des distributions des variables cinématiques.

La figure 8.8 montre ainsi une structure avec deux minima positifs dans le cas de la section efficace. Ils correspondent aux valeurs de constante de

couplage pour lesquelles la section efficace attendue est égale à celle mesurée; en l'occurrence, on observe un léger déficit d'événements dans les données par rapport au Monte Carlo du Modèle Standard, rendant ainsi probable l'existence de constantes de couplage positives dans le domaine où on observe une interférence destructive (voir figure 8.5). Dans le cas où le déficit observé aurait été supérieur, ces deux valeurs se seraient rapprochées pour finalement se confondre au point pour lequel la section efficace est minimum.

La courbe de vraisemblance basée sur les seules distributions des variables cinématiques présente elle aussi un double minimum pour deux valeurs de signes opposés. Les régions favorisées par la mesure de section efficace (autour de 0.05 et 0.3) sont en revanche fortement exclues dans ce cas.

On souligne que dans les deux cas, si une valeur nulle n'est pas la plus probable, elle n'est jamais exclue avec un degré de confiance élevé. La somme des deux contributions⁵ mène ainsi à un résultat compatible avec la prévision du Modèle Standard, comme cela fut mentionné auparavant.

8.3.2 Comparaison avec l'erreur attendue.

Afin d'estimer la sensibilité de la mesure, on fait à nouveau appel à la méthode des pseudo-expériences détaillée au paragraphe 7.1.2. On construit ainsi 28 lots de pseudo-données de luminosité égale à celle du lot de données réelles (174.2 pb^{-1}), pour lesquels on mesure la constante de couplage h_4^γ . Cette procédure, ainsi que les suivantes réalisées avec des lots de pseudo-données, prend en compte uniquement des processus Monte Carlo du Modèle Standard; on s'attendra donc à toujours mesurer une valeur nulle de constante de couplage.

Les résultats sont présentés sur la figure 8.9. On souligne tout d'abord, que les 28 valeurs de constante de couplage les plus probables sont distribuées gaussiennement autour d'une valeur compatible avec 0. Cela signifie donc que la méthode ne comporte pas de biais.

Les largeurs des intervalles à 95% de degré de confiance présentent quant à elles une structure plus exotique. On y discerne en effet deux pics gaussiens de valeurs moyennes 0.136 et 0.482. Cela provient du caractère non parabolique des courbes de vraisemblance (voir figure 8.7).

Le premier pic est peuplé par environ 85% des pseudo-expériences; les courbes de vraisemblance ne comporte alors qu'un seul minimum local dans l'intervalle à 95% de degré de confiance. C'est notamment le cas de la mesure sur les données réelles, qui ont alors une erreur observée compatible avec 0.136.

5. les deux contributions présentant des minima différents, la relation apparemment naturelle $\mathcal{L}' = \mathcal{L}'_\sigma + \mathcal{L}'_{Variable}$ est en fait totalement fautive. Seule la relation 8.5 doit être employée!

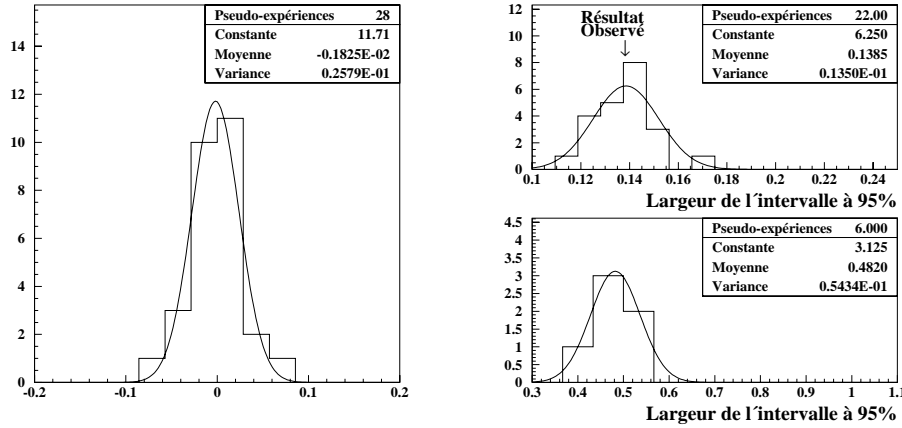


FIG. 8.9 – *A gauche: distribution des minima des courbes de vraisemblance des 28 pseudo-expériences. A droite: largeur des intervalles à 95% de degré de confiance des 28 pseudo-expériences.*

Le second pic en revanche est composé de pseudo-expériences, pour lesquels il existe deux minima locaux dans l'intervalle à 95% de degré de confiance. On a en effet déjà évoqué la possible existence de deux minima absolus dans la courbe de vraisemblance issue de la mesure de section efficace (voir figure 8.8); l'information sur les variables cinématiques permet alors généralement de discriminer entre les deux solutions. Néanmoins, il arrive parfois que la deuxième solution ne soit pas exclue de l'intervalle à 95% de degré de confiance, augmentant ainsi dramatiquement la largeur de l'intervalle. Ce dernier pic est appelé à disparaître si on augmente la taille des pseudo-expériences.

8.3.3 Justification du choix de variables cinématiques.

Le choix des variables cinématiques a été effectué précédemment sur l'observation des distributions en présence et en absence de couplage anormaux à trois bosons (voir paragraphe 8.1). Il est possible à posteriori de justifier ce choix en testant différentes configurations et comparant les sensibilités exprimées en terme de largeurs d'intervalles à 95% de degré de confiance. Plus généralement, le choix du nombre d'intervalles ainsi que celui de certaines coupures va être discuté ici.

On se place dans un premier temps dans le cas simple d'une seule variable -au lieu de deux- pour calculer les poids; le damier de la figure 8.4 ne comporte donc plus qu'une seule dimension. On teste les différentes configurations:

Variable	Coupure sur $\cos(\theta_{\text{photon}})$	Nombre d'intervalles	Largeur intervalle à 95% (10^{-3})	Proportion 1er pic
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.95	8	161	67%
Séparation jet/photon	0.95	8	-	0%
Energie du photon	0.95	8	200	24%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.97	8	158	64%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.95	8	161	67%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.80	8	167	42%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.70	8	167	10%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.95	8	161	67%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.95	12	159	67%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	0.95	16	156	67%

TAB. 8.1 – *Sensibilité de la mesure pour différents choix de variables cinématiques et de configurations.*

- variable unique: la séparation jet/photon.
- variable unique: l'énergie du photon.
- variable unique: le cosinus de l'angle polaire du photon; calcul sur huit, douze ou seize intervalles.
- variable unique: le cosinus de l'angle polaire du photon; coupure à 0.97, 0.95, 0.8 et 0.7.

Le choix de la dernière configuration a été motivé par la figure 8.3, qui nous indique une plus grande sensibilité aux couplages anormaux dans la région centrale du détecteur.

La sensibilité de chaque analyse a été estimée en réalisant 28 pseudo-expériences. On souligne tout d'abord que dans chacun des cas, aucun biais n'a été observé sur le résultat, les distributions des minima présentant toujours une structure gaussienne centrée autour de 0. La valeur moyenne du premier pic gaussien de la distribution des largeurs d'intervalles a ensuite été extraite; cela est justifié par le fait que le second pic est appelé à disparaître avec l'augmentation de la statistique disponible. La proportion de pseudo-expériences dans le premier pic a également été indiqué.

Les résultats sont présentés dans le tableau 8.1. On compare dans un premier temps les trois variables dans les mêmes conditions de sélection et de découpage du damier. L'angle polaire apparaît donc comme la variable la plus sensible, avec la largeur d'intervalle la plus restreinte, et une proportion importante dans le premier pic. Les deux autres variables montrent quant à elles des performances plus médiocres. Dans le cas de la séparation jet/ photon, on remarque une proportion nulle de pseudo-expériences dans le premier

Variable 1	Variable 2	Largeur intervalle à 95% (10^{-3})	Proportion 1er pic
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	Séparation jet/photon	136	85%
$\cos(\theta_{\text{photon}})$	Energie du photon	168	95%

TAB. 8.2 – *Sensibilité de la mesure pour différents choix de couples de variables cinématiques.*

pic; la largeur de l'intervalle à 95% de confiance n'est donc pas indiqué. Cela ne signifie pas nécessairement que cette variable est moins discriminante que l'énergie du photon; le comportement non gaussien de la courbe de vraisemblance est telle que la sensibilité est caractérisée par au moins deux quantités: discrimination entre les deux minima et largeur autour du minimum principales. Des investigations complémentaires seront nécessaires pour déterminer la seconde variable la plus adéquate.

On étudie ensuite différentes configurations de mesure pour le seul angle polaire du photon. Malgré une sensibilité marquée dans le tonneau, il est intéressant de conserver l'acceptance complète du détecteur avec une coupure à 0.95 pour le cosinus de l'angle polaire⁶. On souligne ensuite que le fait de contraindre la distribution d'angle polaire sur 12 ou 16 intervalles au lieu de 8 permet également une précision accrue. Cette dernière est cependant limitée et ne justifie par le supplément de temps de calcul nécessaire à son implémentation.

On a donc choisi de garder l'angle polaire du photon comme variable discriminante, avec une coupure assez faible ($|\cos(\theta_{\text{photon}})| < 0.95$) et un découpage en huit intervalles pour le damier.

L'association avec les deux variables restantes a ensuite été testée. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.2. L'introduction de l'information de l'énergie du photon apporte donc une très faible amélioration au résultat avec le seul angle polaire du photon. En revanche, la prise en compte de la séparation jet/photon permet un gain appréciable de sensibilité, justifiant à posteriori le choix des variables cinématiques réalisé au paragraphe 8.1.

6. on souligne que le fait de relacher cette coupure à 0.97 permet un gain supplémentaire de l'ordre de 2%. Cette analyse préliminaire n'a cependant pas utilisé cette possibilité.

8.4 Mesures des couplages entre 189 GeV et 207 GeV.

Les huit constantes de couplage ont été mesurées indépendamment pour les sept différents lots. Une constante étant autorisée à varier, on considère les autres comme nulles. Cette mesure est dite à une dimension.

On peut également réaliser une mesure à deux dimensions, où on autorise deux constantes de couplages à différer de zéro; le choix du couple de constantes se fait dans ceux qui présentent des interférences potentielles. La méthode est strictement identique, le résultat se présentant alors sous la forme d'un contour d'exclusion en deux dimensions.

Les résultats -à une ou deux dimensions- sont ensuite combinés en ajoutant les sept quantités $\mathcal{L}(h_i^V)$ afin d'obtenir une unique courbe de vraisemblance.

8.4.1 Analyse à une dimension.

Les courbes de probabilité pour les couplages h_i^γ et h_i^Z sont données sur les figures 8.11 et 8.12; les valeurs numériques des constantes de couplages, ainsi que les intervalles à 68% et 95% de degré de confiance sont quant à eux résumés dans le tableau 8.3.

On n'observe donc pas de déviation par rapport aux prévisions du Modèle

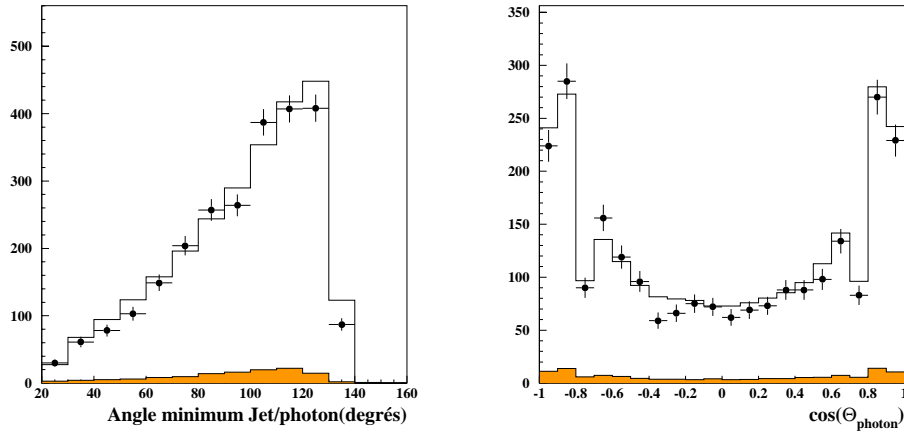


FIG. 8.10 – *A gauche: distribution de l'angle minimum entre le photon et les deux jets entre 189 GeV et 207 GeV. A droite: distribution de l'angle polaire du photon entre 189 GeV et 207 GeV.*

Standard. Cet état de fait est confirmé par le bon accord entre données et

Monte Carlo pour les variables cinématiques utilisées dans notre analyse (voir figure 8.10).

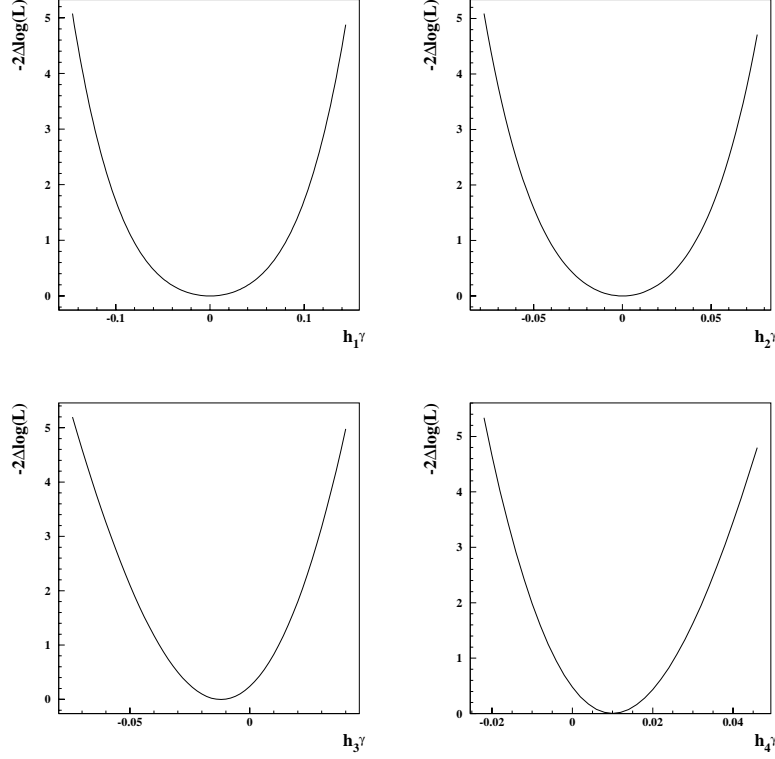


FIG. 8.11 – Courbes de vraisemblance des constantes de couplages h_i^γ pour les énergies dans le centre de masse comprises entre 189 GeV et 207 GeV.

L'ensemble des erreurs systématiques est détaillée dans le tableau 8.4, la procédure d'estimation de chacune d'entre elles étant décrite dans le paragraphe suivant.

8.4.2 Estimation des erreurs systématiques.

Les erreurs systématiques sont estimées par la méthode des pseudo- expériences. Les amplitudes sont prises comme étant la plus grande variation des trois quantités: valeur centrale du couplage, bornes supérieure et inférieure à 68% de degré de confiance.

~Incertitude sur la section efficace.

L'absence des corrections radiatives d'ordre supérieur dans le programme

Constante de couplage	Valeur à 68% de degré de confiance	Intervalle à 95% de degré de confiance	Erreur systématique
h_1^γ	$+0.004^{+0.078}_{-0.086}$	$[-0.134; 0.134]$	0.022
h_2^γ	$+0.002^{+0.04}_{-0.044}$	$[-0.072; 0.072]$	0.015
h_3^γ	$-0.012^{+0.026}_{-0.026}$	$[-0.066; 0.036]$	0.012
h_4^γ	$+0.01^{+0.016}_{-0.016}$	$[-0.018; 0.042]$	0.008
h_1^Z	$+0.006^{+0.13}_{-0.144}$	$[-0.224; 0.224]$	0.035
h_2^Z	$+0.004^{+0.068}_{-0.074}$	$[-0.118; 0.120]$	0.024
h_3^Z	$-0.022^{+0.124}_{-0.158}$	$[-0.272; 0.182]$	0.036
h_4^Z	$+0.018^{+0.074}_{-0.07}$	$[-0.098; 0.144]$	0.024

TAB. 8.3 – *Résultats combinés entre 189 GeV et 207 GeV de l'analyse à une dimension.*

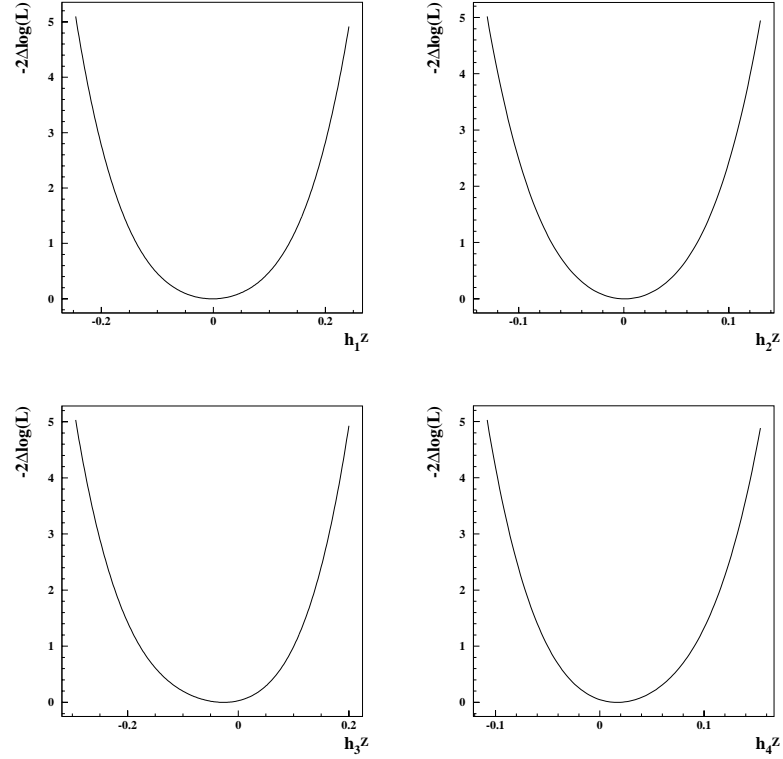


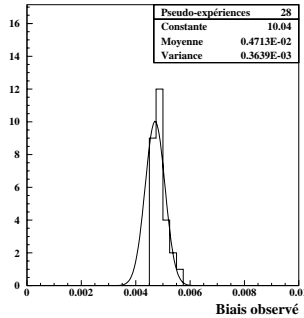
FIG. 8.12 – *Courbes de vraisemblance des constantes de couplages h_i^Z pour les énergies dans le centre de masse comprises entre 189 GeV et 207 GeV.*

KK2f entraîne une incertitude estimée à $\pm 1\%$ sur la section efficace de production du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ [104]. L'erreur consécutive à ce biais est

Source	h_1^γ	h_2^γ	h_3^γ	h_4^γ	h_1^Z	h_2^Z	h_3^Z	h_4^Z
Section efficace	14	9	8	6	23	15	22	15
Luminosité	6	5	3	2	11	8	11	7
Calorimètres	9	8	2	1	14	10	16	12
Monte Carlo Stat.	7	4	2	1	8	6	12	7
Fragmentation	10	6	7	4	16	11	16	9
Total	22	15	12	8	35	24	36	24

TAB. 8.4 – *Détails des erreurs systématiques relatives à la mesure des constantes de couplages combinée entre 189 GeV et 207 GeV.*

représentée sur la figure 8.13 pour le couplage h_4^γ à 189 GeV. Les erreurs spécifiques à chaque constante sont également résumées dans le tableau pour les énergies dans le centre de masse de 189 GeV et 207 GeV. On remarque à cet effet, une erreur systématique réduite pour le lot enregistré à une énergie dans le centre de masse de 207 GeV; cela est du à la plus grande sensibilité de la mesure à haute énergie, comme le montre les évolutions comparées des sections efficaces de la figure 8.14. Pour une même variation relative de la section efficace, une pente plus importante de l'évolution aura ainsi un impact plus réduit sur la mesure de couplages. Des réductions de l'erreur systématique de l'ordre de 15% à 20% sont observées suivant les couplages. Une attitude conservatrice sera adoptée en assignant l'erreur systématique



Constante de couplage	Biais observé(10^{-3})	
	189	207
h_1^γ	14	12
h_2^γ	9	6
h_3^γ	8	7
h_4^γ	6	5
h_1^Z	23	21
h_2^Z	15	11
h_3^Z	22	20
h_4^Z	15	12

FIG. 8.13 – *A gauche: biais maximum observé sur h_4^γ à 189 GeV quand la section efficace est variée de $\pm 1\%$. A droite: erreurs systématiques relatives à l'incertitude sur la section efficace.*

estimée à 189 GeV pour l'ensemble des mesures; l'erreur sera donc artificiellement gonflée par rapport à la réalité. Cependant, au vu de la prédominance des erreurs statistiques et de la faible évolution des erreurs systématiques,

cette approximation a un impact négligeable sur le résultat final.

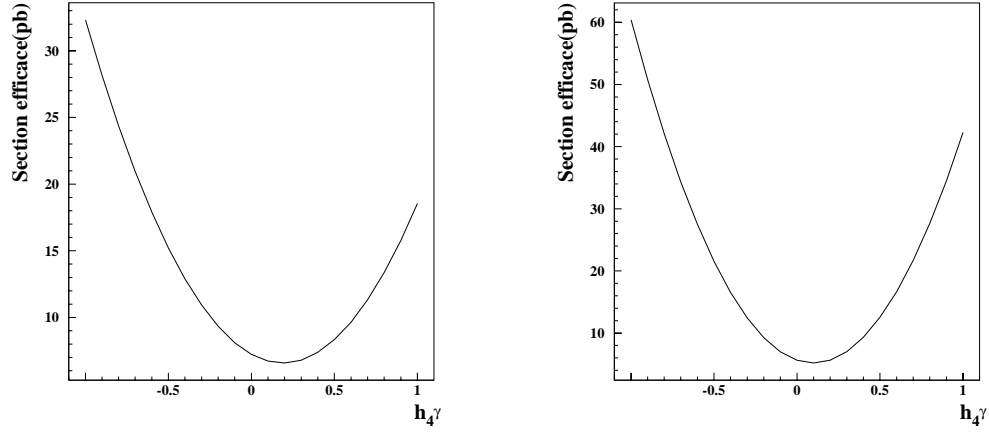
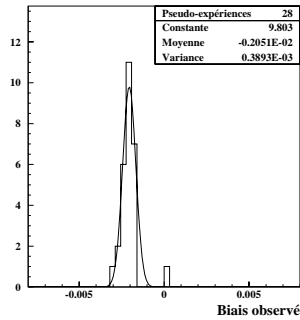


FIG. 8.14 – Evolution de la section efficace en fonction de h_4^γ aux énergies dans le centre de masse de 188.6 GeV (à gauche) et 207 GeV (à droite).

~Incertitude sur la luminosité.

D'après le tableau 4.2, la luminosité des différents lots est déterminée avec une précision de l'ordre de 0.5%. La luminosité est donc modifiée d'une valeur standard dans les 28 pseudo-expériences afin d'estimer son impact sur la mesure des constantes de couplages. Une variation de la luminosité modifiant principalement la section efficace mesurée, on observe une évolution identique des erreurs systématiques entre l'analyse à 189 GeV et celle à 207 GeV.

Les principales sources d'incertitude sur la luminosité étant de natures ins-



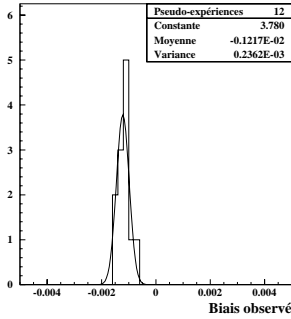
Constante de couplage	Biais observé(10 ⁻³)	
	189	207
h_1^γ	6	5
h_2^γ	5	3
h_3^γ	3	3
h_4^γ	2	2
h_1^Z	11	7
h_2^Z	8	5
h_3^Z	11	7
h_4^Z	7	4

FIG. 8.15 – A gauche: biais maximum observé sur h_4^γ à 189 GeV quand la luminosité est variée de 0.5%. A droite: erreurs systématiques relatives à l'incertitude sur la luminosité.

trumentales et théoriques, l'erreur associée sera supposée totalement corrélée entre les années. En outre, au vu de l'amplitude limitée de l'erreur, une attitude conservatrice sera à nouveau adoptée, en prenant l'erreur estimée à 189 GeV pour l'ensemble des lots.

~Simulation des calorimètres.

Le Monte Carlo de référence est modifié suivant la procédure détaillée au paragraphe 7.5.5. Les résultats canal par canal sont détaillés sur la figure 8.16. Une relative stabilité est observée entre les résultats pour les deux énergies dans le centre masse extrêmes.



Constante de couplage	Biais observé(10^{-3})	
	189	207
h_1^γ	8	9
h_2^γ	8	7
h_3^γ	2	4
h_4^γ	1	3
h_1^Z	14	15
h_2^Z	8	10
h_3^Z	15	16
h_4^Z	12	11

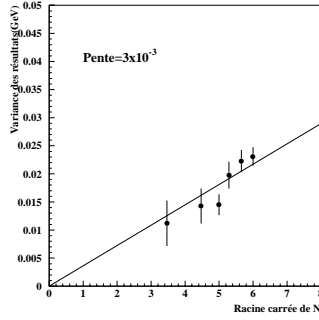
FIG. 8.16 – *A gauche: biais maximum observé sur h_4^γ à 189 GeV quand on modifie la simulation des calorimètres. A droite: erreurs systématiques relatives à l'incertitude sur la simulation des calorimètres.*

~Statistique Monte Carlo.

Comme pour la détermination de l'énergie dans le centre de masse, chaque lot de référence Monte Carlo est composé de 500000 événements. L'incertitude relative à cette statistique limitée est estimée par le principe exposé au paragraphe 7.6.1. Les erreurs récapitulées dans le tableau 8.17 sont relatives à un seul lot; étant non corrélées entre les différentes énergie dans le centre de masse, l'amplitude se verra fortement réduite par la procédure de combinaison pour finalement devenir très minoritaire.

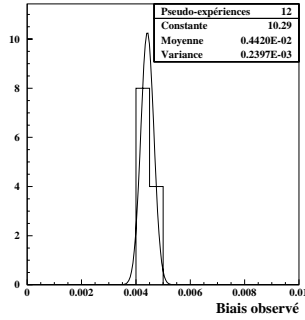
~Fragmentation.

Là encore, la procédure décrite au paragraphe 7.6.6 est réutilisée pour estimer l'incertitude relative à la fragmentation. Le programme d'hadronisation de référence Jetset est ainsi remplacé par Herwig. Les biais observés sont résumés sur la figure 8.18.



Constante de couplage	Biais observé(10 ⁻³)	
	189	207
h_1^γ	16	18
h_2^γ	9	10
h_3^γ	6	5
h_4^γ	3	3
h_1^Z	20	22
h_2^Z	15	14
h_3^Z	28	31
h_4^Z	18	17

FIG. 8.17 – *A gauche: estimation de l'erreur estimative relative à la statistique Monte Carlo à 189 GeV. A droite: erreurs systématiques relatives à la statistique Monte Carlo.*



Constante de couplage	Biais observé(10 ⁻³)	
	189	
h_1^γ	10	
h_2^γ	6	
h_3^γ	7	
h_4^γ	4	
h_1^Z	16	
h_2^Z	11	
h_3^Z	16	
h_4^Z	9	

FIG. 8.18 – *A gauche: biais maximum observé sur h_4^γ à 189 GeV quand on remplace le modèle de fragmentation par le modèle Herwig. A droite: erreurs systématiques relatives à l'incertitude sur la simulation de la fragmentation.*

8.4.3 Analyse à deux dimensions.

On autorise désormais deux constantes de couplages à être non nulles simultanément. Les résultats combinés sont représentés sur la figure 8.19 pour les paires $(h_1^V; h_2^V)$, $(h_3^V; h_4^V)$, $(h_3^Z; h_3^\gamma)$ et $(h_4^Z; h_4^\gamma)$; il s'agit en l'occurrence des contours à 68% et 95% de degré de confiance dans le plan des deux couplages. En raison de la forte contrainte issue de la section efficace, on remarque une forte similitude entre ces contours et les vallées de section efficace de la figure 8.2.

Les résultats sont également résumés dans le tableau 8.5; les limites à 95% de degré de confiance apparaissent moins contraignantes que dans le cas

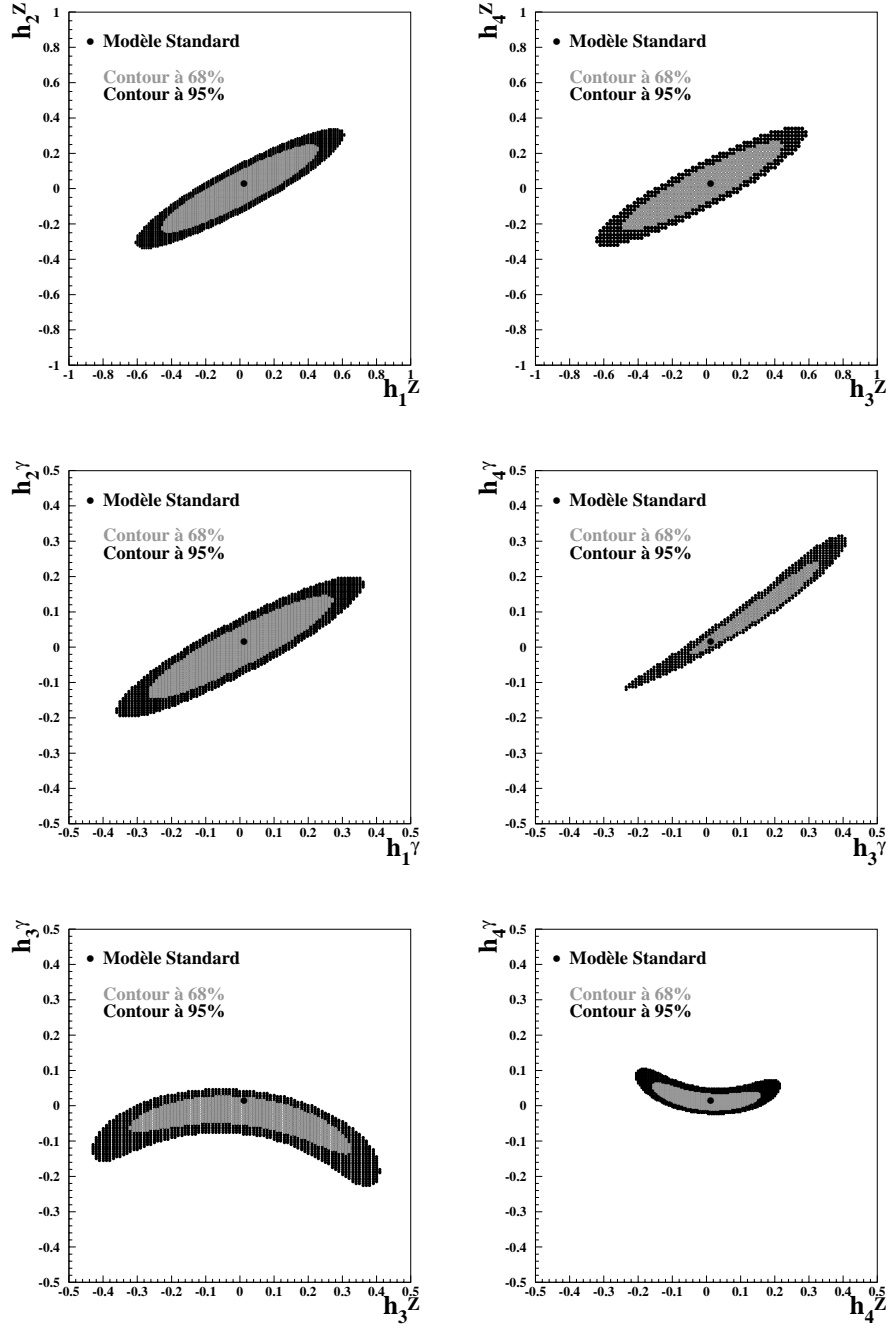


FIG. 8.19 – Contours à 68% et 95% de degré de confiance pour les paires $(h_1^V; h_2^V)$, $(h_3^V; h_4^V)$, $(h_3^Z; h_3^\gamma)$ et $(h_4^Z; h_4^\gamma)$ pour les énergies dans le centre de masse comprises entre 189 GeV et 207 GeV.

Constantes de couplage	Valeurs centrales	Intervalles à 95% de degré de confiance
h_1^γ	+0	[-0.36;0.36]
h_2^γ	+0	[-0.18;0.18]
h_3^γ	+0.16	[-0.23;0.41]
h_4^γ	+0.11	[-0.12;0.31]
h_1^Z	+0.	[-0.61;0.61]
h_2^Z	+0.	[-0.34;0.34]
h_3^Z	+0.06	[-0.64;0.58]
h_4^Z	+0.04	[-0.32;0.34]
h_3^Z	+0.03	[-0.43;0.41]
h_3^γ	-0.01	[-0.22;0.01]
h_4^Z	-0.01	[-0.20;0.21]
h_4^γ	+0.01	[-0.24;0.10]

TAB. 8.5 – *Résultats combinés entre 189 GeV et 207 GeV de l'analyse à deux dimensions.*

de l'analyse à une dimension. Cela s'explique par l'existence d'interférences destructives entre différents couplages anormaux, réduisant ainsi la sensibilité de la mesure.

8.5 Comparaisons avec les autres expériences LEP.

Les trois autres expériences LEP ont publié plusieurs résultats relatifs à la mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres[105][106][107][108][109]. La collaboration Delphi les a mesurés pour les mêmes énergies que Aleph, tandis que L3 n'a pas analysé les données enregistrés en 2000 et qu'Opal a procédé pour l'instant à la seule mesure à 189 GeV. Après avoir noté que toutes les analyses sont basées sur le même formalisme théorique, il paraît intéressant de comparer les différentes sensibilités. On remarque que les méthodes d'extraction diffèrent d'une expérience à l'autre: ainsi, les analyses de Opal et Delphi font usage d'un ajustement repondéré, dont le principe a été détaillé et utilisé au chapitre 7 dans le cadre de la détermination de l'énergie dans le centre de masse. Après avoir publié des résultats préliminaires extraits par une méthode identique à celle de la présente analyse[103], l'expérience L3 a opté quant à elle pour une méthode d'observables optimales, qui sont extensivement utilisées dans la mesure des couplages à trois bosons chargés[46].

On remarque tout d'abord que les précisions relatives sur les mesures des différents couplages sont uniformes entre les quatre collaborations; de même, les formes des contours à 95% de degré de confiance de l'analyse à deux dimensions sont elles aussi identiques.

Afin d'effectuer une étude plus quantitative, on considère à nouveau le cas particulier du couplage h_4^γ , dont les mesures sont résumées dans le tableau 8.6. Il convient dans un premier temps de souligner que les expériences L3, Opal et Delphi prennent en compte les désintégrations du Z en paires de quarks et de neutrinos; la sensibilité se voit ainsi augmentée par rapport à la présente analyse, qui se limite au canal hadronique. En incluant cette seconde voie de désintégration, la statistique d'événements se voit multipliée par un facteur proche de un tiers, augmentant la précision des mesures des constantes de couplages. Cela permet ainsi d'expliquer la sensibilité accrue de Delphi par rapport à Aleph avec des lots de données de tailles comparables.

Il est possible de comparer les résultats de Opal et L3 à 189 GeV avec celui détaillé au paragraphe 8.3, qui limite le couplage h_4^γ à l'intervalle $[-0.069; 0.066]$ à 95% de degré de confiance; la largeur est donc très comparable à celle issue des analyses de Opal et L3.

Au delà de ces sensibilités similaires, des vérifications supplémentaires ont été réalisées au niveau des poids appliqués à un lot d'événements communs. Un accord global relativement bon est observé, avec néanmoins des différences d'environ 5% dans la prédiction des sections efficaces dans le secteur $h_i^V = \pm 1[110]$. La sensibilité atteinte étant de l'ordre de 0.1, ces désaccords correspondent à une incertitude d'environ 0.5% sur la section efficace en présence de couplages anormaux, donc inférieurs à celle relative à la section efficace du Modèle Standard.

Collaboration	Données analysées	Luminosité(pb^{-1})	Intervalle à 95% de degré de confiance
Delphi	189 GeV-207 GeV	~ 605	$[-0.023; 0.018]$
L3	189 GeV	~ 175	$[-0.02; 0.10]$
L3	192 GeV-202 GeV	233	$[-0.09; 0.01]$
Opal	189 GeV	177	$[0.007; 0.134]$
Aleph	189 GeV-207 GeV	629.4	$[-0.02; 0.04]$

TAB. 8.6 – Résultats publiés des expériences Delphi, L3, et Opal au moment des conférences d'hiver 2001; comparaison avec les résultats préliminaires d'Aleph.

8.6 Conclusion.

Les couplages à trois bosons neutres ont été mesurés dans l'expérience Aleph, ne montrant pas de déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Cette mesure comportant une composante statistique majoritaire, il est prévu de combiner les résultats des quatre expériences LEP pour les conférences d'été 2001. Avant cette combinaison, les mesures isolées représentent déjà à elles seules une amélioration notable par rapport aux mesures du Run I de Tevatron.

Conclusion.

Le collisionneur LEP2 a atteint en 2000 l'énergie dans le centre de masse de 209 GeV, dépassant toutes les espérances originelles. Depuis 1996, les paires de bosons W sont produites abondamment permettant d'espérer une mesure finale de sa masse avec une précision de l'ordre de 30 MeV. Dans le même temps, une recherche intensive du boson de Higgs a été menée, et une grande partie de l'espace des paramètres supersymétriques a été balayée. Les événements $Z\gamma$, qui ont fait l'objet de ce mémoire, sont une parfaite illustration de la bipolarité du programme LEP2, conciliant mesures de précision et recherche de nouvelle physique.

Dans un premier temps, une méthode alternative de mesure de l'énergie du faisceau du LEP a été présentée. Cette quantité contribue en effet fortement à l'incertitude sur la masse du W. Contrairement aux autres méthodes actuellement en vigueur, l'analyse des événements $Z\gamma$ permet une détermination indépendante de toute hypothèse sur la nature de l'anneau du LEP. Les résultats combinés entre 189 GeV et 207 GeV montrent un désaccord avec la mesure classique au niveau de 2.3σ :

$$E_{LEP} - E_{Z\gamma} = -457 \pm 67(stat.) \pm 177(syst.) MeV$$

où E_{LEP} désigne l'énergie dans le centre de masse déterminée par une méthode basée sur des mesures de champs magnétiques, et dont la précision est de l'ordre de 40-50 MeV.

De nombreuses vérifications et études systématiques relatives aussi bien au collisionneur LEP, au détecteur Aleph qu'à la méthode employée, ont consolidé ce résultat. L'erreur systématique trouvant principalement sa source dans les incertitudes reliées au détecteur, des analyses similaires par les autres collaborations LEP permettront de mieux cerner l'origine de la déviation.

Dans un second temps, les couplages à trois bosons de jauge neutres ont été mesurés pour les énergies dans le centre de masse comprises entre 189 GeV et 207 GeV. Interdits à l'ordre en arbre par le Modèle Standard, leur éventuelle présence serait un signe probant de nouvelle physique, une valeur non

nulle pouvant par exemple s'expliquer par la présence de boucles virtuelles de particules supersymétriques lourdes. Les huit nouveaux couplages introduits par la théorie se sont avérés être compatibles avec les prédictions du Modèle Standard. Les analyses à une et deux dimensions ont cependant fortement contraint leurs valeurs, apportant une amélioration sensible par rapport aux résultats du run I de Tevatron. Les constantes de couplages h_3^γ et h_4^γ , qui présentent le potentiel de découverte le plus prometteur, ont ainsi été mesurées avec la précision:

$$h_3^\gamma = -0.012 \pm 0.026(stat.) \pm 0.012(syst.)$$

$$h_4^\gamma = +0.010 \pm 0.016(stat.) \pm 0.008(syst.)$$

L'incertitude statistique étant dominante, cette mesure profitera elle aussi d'une combinaison avec les trois autres collaborations LEP.

On souligne finalement que, malgré la fin du programme LEP, ces deux thèmes de physique vont connaître une seconde vie avec le début du run II à Tevatron: une précision de mesure sur la masse du boson W équivalente à celle du LEP est ainsi attendue, tandis qu'un ordre de grandeur sur les contraintes des couplages neutres pourrait être gagné en quelques années de prises de données.

Annexe A

Représentations d'événements $Z\gamma$.

Les trois figures A.1, A.2 et A.3 proposent trois événements caractéristiques $Z\gamma$, qui font l'objet de ce mémoire. Il est ainsi possible de retrouver les différents sous-détecteurs détaillés au chapitre 5.

Au centre se trouvent les détecteurs de traces: la chambre à dérive temporelle, le plus grand d'entre eux, est représentée en noir, les quatorze secteurs étant facilement identifiables. Les codes de couleurs assignées aux traces proviennent de la reconstruction, les carrés correspondant à un impact dans la TPC.

L'observation des dépôts dans la calorimètre électromagnétique -ici en vert- met en évidence sa segmentation en trois tours, les barres jaunes correspondant à leur sommation. L'espace non instrumenté situé entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique -en rouge- contient l'aimant supraconducteur. Enfin, situées à l'extérieur, les chambres à muons sont représentées en mauve, leurs vues suivant (xy) n'apparaissant qu'en présence d'un impact.

Tous les événements présentés ici ont été enregistrés au cours de la dernière année de prise de données entre 203.7 GeV et 207 GeV.

~Événement numéro 1462- Run 53426.

Cet événement comporte deux jets facilement identifiables avec une large énergie-impulsion manquante. Le flux total d'énergie étant égal à 114 GeV, on en déduit qu'un photon de 92 GeV a probablement été émis dans l'état initial, avant de s'échapper le long du tube à vide.

La topologie est caractéristique des événements $Z\gamma$, telle qu'elle est décrite dans le chapitre 6: deux jets dos à dos dans le plan transverse et contenus dans un demi-espace, conséquence de l'importante poussée du Z. Ils comportent en outre de nombreux éléments dans la zone de recouvrement entre le tonneau et le bouchon avant; cette région du détecteur présente deux es-

paces morts d'importance -bien visibles sur l'agrandissement inférieur- entre les deux éléments du calorimètre électromagnétique et entre ce dernier et le calorimètre hadronique (i.e aimant supraconducteur). On observera en conséquence une dégradation de la résolution de la direction et l'énergie des jets dans cette région, comme cela est mentionné au paragraphe 7.5.3.

~Événement numéro 2157- Run 53489.

Cet événement, au même titre que le précédent, comporte deux jets énergétiques fortement contenus dans un demi-espace. Dans ce cas, en revanche, le photon initial a été détecté dans le bouchon avant (voir agrandissement inférieur), l'énergie mesurée de 84 GeV se révélant proche de celle attendue au pic (81 GeV). Conséquemment, on observe une très faible quantité d'énergie manquante de l'ordre de 15 GeV.

Là encore, on souligne le fort peuplement en objets énergétiques de la zone de recouvrement du tonneau et des bouchons.

~Événement numéro 1560- Run 53374.

Ce dernier événement, tout comme le premier, est caractérisé par une importante énergie-impulsion manquante de l'ordre de 80 GeV, probablement emportée par un photon radié dans l'état initial et s'échappant le long du tube à vide.

Le Z s'est cependant ici désintégré en deux leptons. Les très faibles dépôts calorimétriques (environ 5% des impulsions mesurées), les impacts dans les plans arrière du HCAL¹ et les chambres externes indiquent qu'il s'agit certainement d'une désintégration muonique. L'observation des deux courbures permet enfin de deviner que les deux leptons sont de charges opposées- ce qui est confirmé par la mesure.

L'agrandissement du point d'interaction permet en outre de remarquer la présence de huit impacts dans la chambre interne, qui est le cas optimal pour une trace droite (voir paragraphe 5.2.2). Enfin, outre un impact isolé du probablement à du bruit électronique, le détecteur de vertex comporte cinq autres points de mesure, le carré ouvert correspondant à un double impact dans un recouvrement de facettes. L'intérêt de ce type de traces pour l'alignement du Vdet a été évoqué au paragraphe 5.2.1.

1. cela est particulièrement visible pour la trace rouge; cela est moins évident pour la verte, qui a continué sa course dans le bouchon du Hcal.

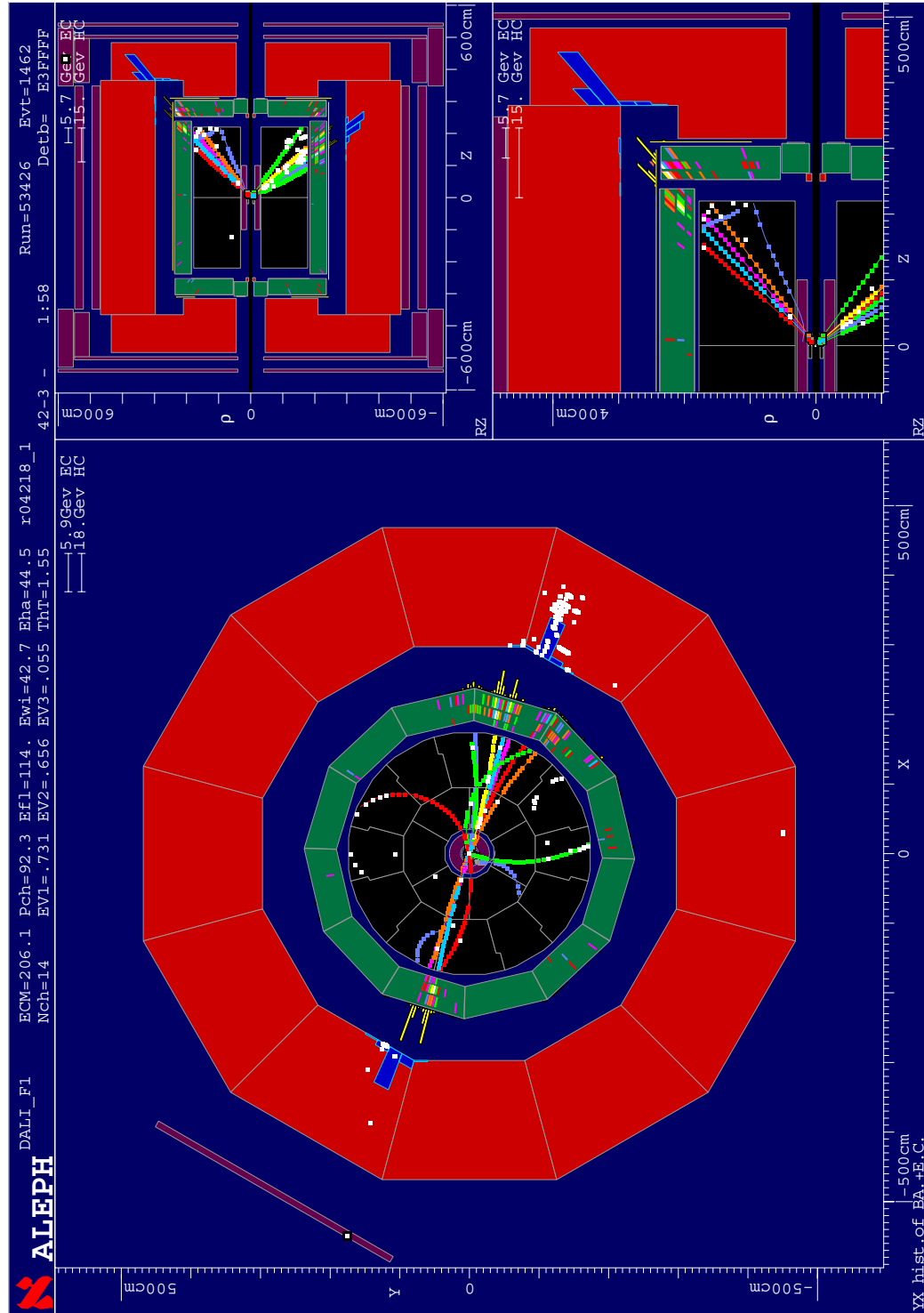


FIG. A.1 – Événement numéro 1462- Run 53426. Enregistré le 23 avril 2000 à une énergie dans le centre de masse de 206.1 GeV.

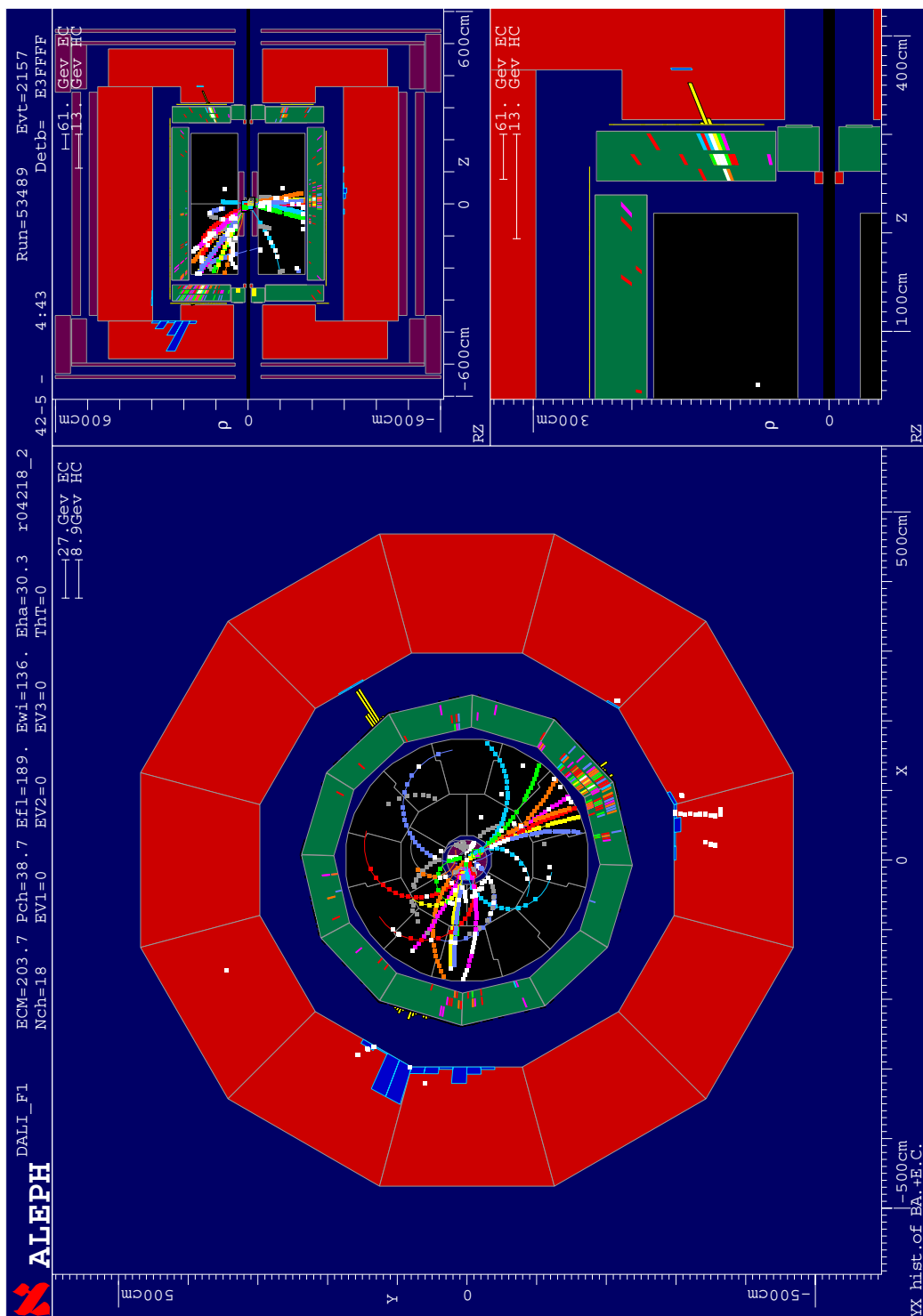


FIG. A.2 – Événement numéro 2157- Run 53489. Enregistré le 25 avril 2000 à une énergie dans le centre de masse de 203.7 GeV.

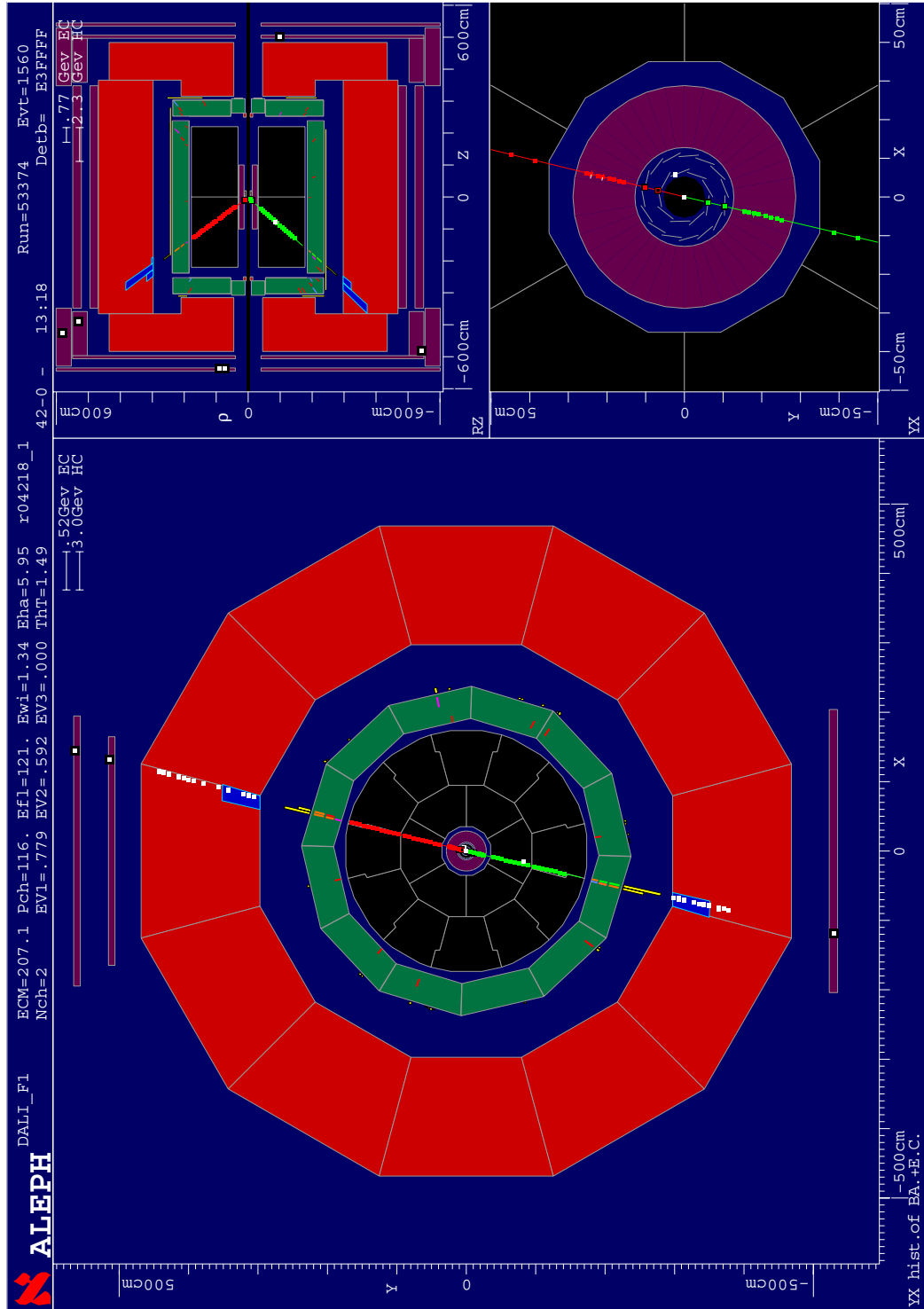


FIG. A.3 – Événement numéro 1560- Run 53374. Enregistré le 20 avril 2000 à une énergie dans le centre de masse de 207.1 GeV.

Bibliographie

- [1] THE LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP AND THE SLD HEAVY FLAVOUR AND ELECTROWEAK GROUPS . *CERN-EP*, 01-21, 2001.
- [2] DONUT COLLABORATION. *HEP-EX*, 0012035, 2001.
- [3] A. D. MARTIN F. HALZEN. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [4] THE LEP COLLABORATION AND THE LEP HIGGS WORKING GROUP. *ALEPH*, 00-074, 2000.
- [5] ALEPH COLLABORATION. *ALEPH*, 01-019, 2001.
- [6] Z. WAS S. JADACH, B. WARD. *CERN-TH*, 99-235, 1999.
- [7] Z. WAS S. JADACH, B. WARD. *CERN-TH*, 00-087, 2000.
- [8] R. PITTAU S. JADACH, G. PASSARINO. *Reports of the working group on precision calculations for LEP2 physics*. CERN 00-09, 2000.
- [9] A. D. MARTIN F.M. RENARD. *Electron Positron Collisions*. FRONTIÈRES, 1981.
- [10] Z. WAS S. JADACH, B. WARD. *Comput. Phys. Commun.*, 79, 1994.
- [11] T. SJÖSTRAND. *Comput. Phys. Commun.*, 82, 1994.
- [12] QCD GENERATORS WORKING GROUP. *Z Physics at LEP I, vol 3*. CERN 89-08, 1989.
- [13] G. CORCELLA. *CERN-TH*, 00-284, 2000.
- [14] M. SKRZYPEK ET AL. *Comput. Phys. Commun.*, 94, 1996.
- [15] A. VALASSI. *Mesure de la masse du boson W au seuil*. PHD THESIS, UNIVERSITÉ PARIS 7, 1997.
- [16] ALEPH COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B313, 1993.
- [17] A. TRABELSI. *Mesure de la masse du boson W^\pm dans l'expérience ALEPH au LEP*. PHD THESIS, CEA SACLAY, 1996.
- [18] A. BLONDEL, F.M. RENARD, AND C. VERZEGNASSI. *Phys. Lett.*, B269, 1991.
- [19] F. ZWIRNER G. ALTARELLI, T. SJÖSTRAND. *Physics at LEP2, vol 1*. CERN 96-01, 1996.

- [20] M. STEINHAUSER. *Phys. Lett.*, B429, 1998.
- [21] H. BURKHARDT AND B. PIETRZYK. *Phys. Lett.*, B429, 1995.
- [22] B. PIETRZYK H. BURKHARDT. *Preprint LAPP*, 01-003, 2001.
- [23] M. DAVIER AND A. HÖCKER. *Phys. Lett.*, B419, 1998.
- [24] A.D. MARTIN ET AL. *HEP-PH*, 0012231, 2000.
- [25] B. KNieHL. *Nucl. Phys.*, B347, 1990.
- [26] S. KIM. IN *World-Wide Study of Physics and Detectors for Future Linear Colliders (LCWS)*, Sitges, Barcelona, Spain, 1999.
- [27] F. TEUBERT. PRÉSENTATION À LA CONFÉRENCE RADCOR 98, BARCELONE, 1998.
- [28] J. ALITTI ET AL. *Phys. Lett.*, B276, 1992.
- [29] B. ABOtt ET AL. *Phys. Rev. Lett.*, 222, 2000.
- [30] M. LANCASTER. IN *19th International Conference on Physics in Collision (PIC 99)*, Ann Arbor, Etats- Unis, 1999.
- [31] Y.K. KIM. PRECISION MEASUREMENTS SUBGROUP OF QCD AND WEAK BOSONS WORKSHOP. PRÉSENTATION À FERMILAB, NOVEMBRE 1999.
- [32] ALEPH COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B401, 1997.
- [33] ALEPH COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B453, 1999.
- [34] ALEPH COLLABORATION. *ALEPH*, 01-020, 2001.
- [35] D. BOUMEDIENE. *ALEPH*, 00-039, 2000.
- [36] G. BOIX ET AL. *ALEPH*, 97-067, 1997.
- [37] A.S. MULLER. ‘*Precision measurements of the LEP Beam Energy for the Determination of the W Boson Mass*’. PHD THESIS, GUTENBERG UNIVERSITÄT MAINZ, 2000.
- [38] A. MOUTOUSSI. PRÉSENTATION À LA RÉUNION DE TRAVAIL LEP WW 00, LISBONNE, 2000.
- [39] D. DUCHESNAU. 2486, 2000.
- [40] ALEPH COLLABORATION. *ALEPH*, 00-051, 2000.
- [41] ALEPH COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B478, 2000.
- [42] L3 COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B493, 2000.
- [43] N. VAN REMORTEL. PRÉSENTATION À LA CONFÉRENCE QCD AND HADRONIC INTERACTIONS 01, MORIOND, 2001.
- [44] CDF COLLABORATION. *Phys. Rev. Lett.*, 79, 1998.
- [45] B. PIETRZYK. COMMUNICATION PRIVÉE, JANVIER 2001.
- [46] ALEPH COLLABORATION. 00-015, 2000.
- [47] ALEPH COLLABORATION. *ALEPH*, 00-050, 2000.

- [48] G.J. GOUNARIS ET AL. *Phys. Rev.*, D62, 2000.
- [49] G.J. GOUNARIS ET AL. *HEP-PH*, 0003143, 2000.
- [50] F.M. RENARD. *Nucl. Phys.*, B196, 1982.
- [51] K. HAGIWARA ET AL. *Nucl. Phys.*, B282, 1987.
- [52] G.J. GOUNARIS ET AL. *HEP-PH*, 9910395, 1999.
- [53] D. ZEPPENFELD U. BAUR. *Phys. Lett.*, B201, 1988.
- [54] J. WUDKA J. ELLISON. *HEP-PH*, 9804322, 1998.
- [55] U. BAUR ET AL. *Phys. Rev.*, D47, 1993.
- [56] ALEPH COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B499, 2001.
- [57] CDF COLLABORATION. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1995.
- [58] $D\bar{0}$ COLLABORATION. *Phys. Rev.*, D57, 1998.
- [59] U. BAUR ET AL. *HEP-PH*, 0005226, 2000.
- [60] P. GERMAIN. *Introduction aux accélérateurs de particules*. CERN 89-07, 1987.
- [61] A. BLONDEL E. LANÇON. *ALEPH*, 96-136, 1996.
- [62] J. YAMARTINO P. PUZO. *ALEPH*, 96-106, 1996.
- [63] J. WENNINGER. *SL*, 95-64, 1995.
- [64] THE LEP ENERGY WORKING GROUP. *Eur. Phys. J.*, C11, 1999.
- [65] M. LAMONT. IN *Workshop on LEP-SPS performance, Chamonix, France*, 2000.
- [66] P. JANOT. IN *Workshop on LEP-SPS performance, Chamonix, France*, 2000.
- [67] THE LEP ENERGY WORKING GROUP. *Eur. Phys. J.*, C6(2), 1999.
- [68] L. ARNAUDON ET AL. *Z. Phys.*, C66, 1999.
- [69] F. SONNEMANN. 'Increase of spin polarization for energy calibration at LEP'. PHD THESIS, MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN, FAKULTÄT DER RHEINISCH-WESTFÄLISCHEN TECHNISCHE HOCHSCHULE AACHEN, 1998.
- [70] B. DEHNING. IN *Workshop on LEP-SPS performance, Chamonix, France*, 1999.
- [71] B. DEHNING. IN *European Particle Accelerator Conference, Vienna, Austria*, 2000.
- [72] R.D. HEUER R. SETTLES T. BEHNKE, S. BERTOLUCCI. *Tesla Technical Design Report, vol 4*. DESY 01-011, 2001.
- [73] J. PROCHNOW. 'The LEP energy spectrometer'. PHD THESIS, III PHYSIKALISCHES INSTITUT, TECHNISCHE HOCHSCHULE AACHEN, 2000.

- [74] THE LEP ENERGY WORKING GROUP. *Internal note*, 99-01, 1999.
- [75] THE LEP ENERGY WORKING GROUP. *Internal note*, 00-01, 2000.
- [76] THE LEP ENERGY WORKING GROUP. *Internal note*, 01-01, 2001.
- [77] ALEPH COLLABORATION. *ALEPH Handbook, volume 1*. 1995.
- [78] ALEPH COLLABORATION. *ALEPH Handbook, volume 2*. 1997.
- [79] D. BUSKULIC ET AL. *Nucl. Instrum. Meth.*, 360, 1995.
- [80] A. WAGNER. *ALEPH*, 96-122, 1996.
- [81] A. BONISSENT ET AL. *ALEPH*, 97-116, 1997.
- [82] A. BONISSENT. *ALEPH*, 01-003, 2001.
- [83] W.B. ATWOOD. *Nucl. Instrum. Meth.*, 306, 1991.
- [84] I. TOMALIN. *ALEPH*, 95-108, 1995.
- [85] P.H. HANSEN B. BLOCH-DEVAUX. *ALEPH*, 00-003, 2000.
- [86] P.H. HANSEN B. BLOCH-DEVAUX. *ALEPH*, 99-029, 1999.
- [87] B. BLOCH-DEVAUX. <http://alephwww.cern.ch/sical/Wlumi>.
- [88] A. BLONDEL S. GILARDONI. *ALEPH*, 98-080, 1998.
- [89] E. MERLE. *Mesures des sections efficaces et des asymétries difermioniques avec le détecteur Aleph à LEP2 - Interprétations au-delà du Modèle Standard*. PHD THESIS, UNIVERSITÉ DE SAVOIE, 1999.
- [90] G. D. COWAN. *Statistical data analysis*. OXFORD UNIV. PRESS, 1998.
- [91] C. GOY. *ALEPH*, 99-106, 1999.
- [92] THE LEP ENERGY WORKING GROUP. *Internal note*, 96-02, 1996.
- [93] F. LIGABUE. <http://alephwww.cern.ch/ligabue/syst/newresc.html>.
- [94] F. LIGABUE. *ALEPH*, 00-033, 2000.
- [95] P. SCHILLY. *ALEPH*, 00-040, 2000.
- [96] B. RAEVEN. *Measurement of the mass and width of the W boson from $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e\mu)\nu q\bar{q}$ events with the ALEPH detector*. PHD THESIS, UNIVERSITY OF GLASGOW, 2000.
- [97] I. RIU. *Measurement of the W mass from the $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ with the ALEPH detector*. PHD THESIS, UNIVERSITAT AUTONOMA DE BARCELONA, 1998.
- [98] D. BARDIN ET AL. *Z. Phys.*, C44, 1989.
- [99] B. BLOCH-DEVAUX. *ALEPH*, 00-034, 2000.
- [100] DELPHI COLLABORATION. *DELPHI*, 00-134, 2000.
- [101] RÉUNION DE TRAVAIL LEP WW 00, NOVEMBRE 2000.
- [102] L3 COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B436, 1998.
- [103] L3 COLLABORATION. *L3*, 2412, 1999.

-
- [104] S. JADACH. RÉUNION DE TRAVAIL $Z\gamma$, MARS 2001.
 - [105] L3 COLLABORATION. *Phys. Lett.*, B489, 1999.
 - [106] OPAL COLLABORATION. *Eur. Phys. J.*, C17, 2000.
 - [107] DELPHI COLLABORATION. *DELPHI*, 00-028, 2000.
 - [108] DELPHI COLLABORATION. *DELPHI*, 01-014, 2001.
 - [109] THE LEP COLLABORATION AND THE LEP TGC WORKING GROUP. *ALEPH*, 00-032, 2000.
 - [110] RÉUNION DE TRAVAIL TGC, JANVIER 2001.

Au moment d'aborder cette dernière ligne droite, figure imposée de toute thèse, je me retrouve demuni devant l'ampleur de la tâche. Cédant à la facilité, je revendique haut et fort la non exhaustivité de la liste qui suit; libre à vous d'interpréter cet état de fait: paresse post-doctorale bien légitime, absence très dommageable de dictionnaires de synonymes à la bibliothèque, conscience écologique incitant à réduire la consommation de papier, voire nouvelle manifestation de mon côté "politically correct". J'espère néanmoins que les nombreuses personnes, auxquelles je suis redevable, n'auront pas attendu ce jour pour déceler en moi le respect et la sympathie que je leur porte, et que derrière un mot ou un sourire de ma part, elles auront pris conscience que ces trois années auraient été très différentes sans elles.

En tout premier lieu, au Panthéon de ma reconnaissance, se situe naturellement Marie-Noëlle, qui m'a apporté pendant ces trois années, sa science, sa rigueur et son optimisme; cette thèse lui doit évidemment beaucoup. Plus que de simples rapporteurs, Alain et Roberto ont depuis longtemps montré de l'intérêt pour mon travail et je les en remercie grandement aussi pour cela.

J'exprime enfin également ma gratitude à Jacques, Daniel, Pierre et Pippa, qui par leur présence dans le jury ont accepté de relire -conscieusement-, amender -judicieusement-, et juger -indulgemment- mon travail.

Dès mon arrivée au sein de la collaboration Aleph, j'ai eu la chance de trouver dans le groupe de travail W une ambiance de travail des plus stimulantes; je tiens à remercier particulièrement Eric Lançon, coordinateur du groupe, pour son intérêt et sa foi en mon analyse. Au sein de ce groupe, existent également un grand nombre de personnes, qui par leur savoir m'ont apporté beaucoup: Brigitte Bloch-Devaux, Alain Bonissent, Franco Ligabue, Dieter Schlatter, Andrea Venturi...

La participation à la prise de données fut également pour moi l'occasion de nombreuses découvertes dans l'ambiance si conviviale d'Echenevex. J'adresse un salut tout particulier à Olivier Callot pour m'avoir fait toucher du doigt le plaisir que l'on peut prendre à faire fonctionner un détecteur. Je remercie également Bernard Chadaj pour sa disponibilité et sa prestance à organiser la campagne de mesure de l'hiver 1999-2000.

Plus près des Aravis, je souhaite saluer l'ensemble des membres du groupe Aleph du LAPP mené d'abord par Philippe, puis relayé par Bolek; parmi eux, je tiens à signaler la place importante de Stéphane Jézéquel, dont les compétences aussi bien en matière de couplages anormaux que d'informatique m'ont été d'un grand secours.

Enfin, j'exprime ma reconnaissance à l'ensemble des gens du LAPP, qui ont contribué à créer autour de moi une ambiance de travail des plus sympathiques et surtout fortement allégée de toute contrainte matérielle. J'ai une pensée toute particulière pour les personnes qui m'ont assisté le jour faste du 23 avril: Alain, Marie Claude, Myriam et Nicole.

Que toutes ces personnes et celles que ma non exhaustivité m'ont dispensé de citer, soient sûres que j'aurai plaisir à les recroiser dans les années à venir.

~ *Résumé.*

Après six ans de prise de données au pic du Z, le collisionneur LEP est progressivement monté en énergie à partir de 1995 pour finalement atteindre 104.5 GeV par faisceau, permettant ainsi, entre autres, la production de paires de W. La résonance du Z demeure néanmoins toujours présente à travers le processus de retour radiatif; un photon dur étant émis dans l'état initial, l'énergie dans le centre de masse est ramenée à une valeur effective réduite proche de celle de la masse du Z. Les événements de ce type enregistrés par l'expérience Aleph entre 1998 et 2000 ont été analysés suivant deux approches totalement différentes, qui sont détaillées dans ce mémoire.

Avec près de 700 pb^{-1} enregistrés par expérience, il apparaît que la mesure finale de la masse du boson W- objectif majeur du programme LEP2- va être dominée par les erreurs systématiques, avec une contribution majoritaire de l'incertitude sur l'énergie du faisceau. L'ajustement de la position du pic de retour radiatif permet une détermination originale de cette dernière. Au delà de la simple mesure, cette analyse permet un contrôle étendu des techniques employées dans la mesure de la masse du boson W.

Les événements $Z\gamma$ présentent en outre un état final identique à un processus incluant un vertex à trois bosons de jauge neutres. Une nouvelle physique présente à des échelles d'énergie très élevées pourrait se manifester par une quantité anormale de tels états finaux, ainsi que par une déformation des distributions cinématiques. Une recherche de tels effets a également été menée.

Mots clés: LEP, Aleph, boson W, retour radiatif au Z, énergie du faisceau, couplages anormaux.

~ *Abstract.*

After six years of data taking at Z peak, LEP beam energy continuously raised to finally reach 104.5 GeV, allowing notably W pairs production. Z resonance remains however important through radiative return process; a hard photon being emitted in initial state, the centre of mass energy is reduced to an effective value close to Z mass. These events taken by Aleph experiment between 1998 and 2000 have been analysed following two distinct approaches, that are detailed in this thesis.

With nearly 700 pb^{-1} taken by each experiment, it is obvious that final W mass measurement- one major goal of LEP2 program- will be dominated by systematic error, with a large contribution from the uncertainty on the LEP beam energy. A fit of the radiative return peak position allows an original determination of the latter. Being not only a single measurement, this method is also a powerful tool to check techniques used in W mass measurement.

Moreover, $Z\gamma$ events final states are similar to processes with a vertex involving three neutral gauge bosons. Anomalous production cross section, as well as deformed kinematic distributions, can be a probe of new physic that lies at much higher energy scales. A search for such phenomena has also been performed.

Keywords: LEP, Aleph, W boson, Z radiative return, beam energy, anomalous couplings.

